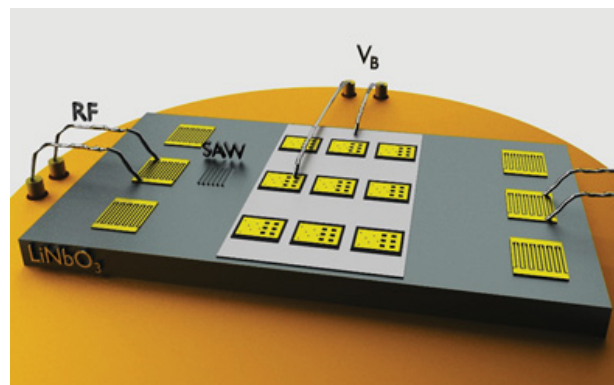

GaAs-LiNbO₃-Hybridstrukturen für die statische und dynamische Kontrolle der Emission von optisch aktiven Quantenpunkten

Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)
der Mathematisch-Naturwissenschaftlich-Technischen Fakultät
der Universität Augsburg



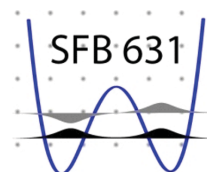
vorgelegt von

Jens Pustiowski

Lehrstuhl für Experimentalphysik I
Universität Augsburg
Dezember 2016



EXP¹
Universität Augsburg
Lehrstuhl für
Experimentalphysik I



Erstgutachter: Prof. Dr. Hubert Krenner
Zweitgutachter: Prof. Dr. Manfred Albrecht

Tag der mündlichen Prüfung: 27.04.2017

Inhaltsüberblick

In der hier vorliegenden Arbeit wird die gezielte Kontrolle der Emissionseigenschaften von InGaAs-Halbleiter-Quantenpunkten (QDs) durch zwei voneinander unabhängige Mechanismen untersucht. Zum einen kann ein vertikal über die Quantenstruktur angelegtes elektrisches Feld dazu verwendet werden, um statisch einen bestimmten exzitonischen Zustand im Quantenpunkt zu definieren, zum anderen führt der zeitgleiche Einsatz von akustischen Oberflächenwellen (SAWs) zu einer hochfrequenten dynamischen Oszillation der im Experiment emittierten Wellenlänge.

Die Kombination aus zwei unabhängigen Parametern liefert dabei einen weiteren Freiheitsgrad gegenüber einzelnen Mechanismen, um eine bessere Kontrolle des emittierten Lichts von Quantenpunkten in zukünftigen opto-elektronischen Bauteilen zu gewinnen. Dies ist vor allem im Hinblick auf Quanteninformationstechnologien wie Quantencomputer oder Quantentelekommunikation wünschenswert.

Die hierbei untersuchten Proben wurden in einer speziellen Hybridtechnik hergestellt, welche als epitaktischer Lift-off (ELO) bezeichnet wird. Ein solcher Hybrid besteht dabei aus einem Lithiumniobat-Wirtssubstrat und einer submikrometer-dicken Galliumarsenid-basierten Halbleiter-Heterostruktur. Die mit Molekularstrahlepitaxie hergestellten Halbleiterscheiben besitzen neben verschiedenen dotierten Schichten entweder einzelne Quantenpunkte oder Quantenpunktmoleküle. Darüber hinaus befindet sich zwischen der zu transferierenden Schicht und dem Galliumarsenid-Grundsubstrat eine Opferschicht aus Aluminiumarsenid, welche in einem nass-chemischen Ätzzvorgang entfernt wird. Das statische elektrische Feld wird dabei durch eine Diodenstruktur erzeugt, in die der Quantenpunkt eingebettet ist, während die Generation der akustischen Oberflächenwellen durch zuvor auf das Lithiumniobat metallisierten interdigitalen Schallwandlern (IDTs) bewerkstelligt werden kann.

Neben den fabrikationstechnischen Besonderheiten der Quantenpunktwafer wird dabei explizit auf die Mikrostrukturierung der Proben eingegangen und der epitaktische Lift-off erläutert. Dieser erlaubt es, Schichten mit hoher optischer Qualität zu transferieren.

Die zentrale Untersuchungsmethode stellt dabei, neben verschiedenen elektrischen Messungen, die Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie dar, bei der Elektron-Loch-Paare und damit einhergehend Exzitonen durch einen Laserpuls entstehen und das wieder emittierte Licht untersucht wird, um Rückschlüsse auf die Vorgänge innerhalb der Strukturen zu gewinnen. Dabei findet eine Synchronisation zwischen Laser- und Oberflächenwellenpuls statt, welche es erlaubt, durch ein stroboskopisches Verfahren phasenaufgelöste Messungen an den Quantenpunkten durchzuführen.

Um erste Erkenntnisse über die Wechselwirkung der Oberflächenwellen mit hybridisierten Quantenstrukturen zu gewinnen, werden Experimente an einem Quantentopf dargelegt, welcher beim Wachstum der Halbleiterscheiben entsteht. Hierbei zeigt sich, dass im optischen Experiment die SAW durch das sie begleitende mechanische und elektrische Feld zu einer Dissoziation der photogenierten

Ladungsträgerpaare führt und diese bei entsprechender Stärke der Welle aus dem Detektionsbereich bipolar transportiert werden können. Phasenaufgelöste Messungen zeigen dabei weiterführend, dass der Anregungszeitpunkt ein entscheidendes Kriterium für den Ladungsträgertransport und damit die Dynamik der beteiligten Ladungsträgerarten darstellt.

In weiteren Experimenten wird gezeigt, dass auch die exzitonischen Zustände im Quantenpunkt durch eine Oberflächenwelle beeinflusst werden können. Je nach Phasenlage der SAW bei der Anregung bildet sich bevorzugt ein neutrales oder geladenes Exziton aus. Dabei zeigen sich Modulationen der Intensität in Abhängigkeit von der Phase der Welle.

Die Frequenzeigenschaften der Schallwandler sind eine zentrale Komponente, welche in elektrischen Charakterisierungsmessungen betrachtet werden. Dabei zeigt sich auch, dass eine direkte Anregung von Oberflächenwellen auf den mit leitfähigen Schichten versehenen Wafern nicht möglich ist. Dies gibt eine Motivation für das hier angewandte ELO-Verfahren.

Als zweite zentrale Komponente der Hybridstruktur werden die Halbleiterdioden genauer betrachtet. Neben den elektrischen Eigenschaften, welche durch die Strom-Spannungs-Kennlinie bestimmt sind, wird hierbei auch gezeigt, dass ein etwaig störender Einfluss durch ein elektromagnetisches Übersprechen zwischen Schallwandlern und Diode vernachlässigt werden kann. Durch Messungen mit Hilfe eines Oszilloskops kann zudem der Ort des Oberflächenpulses zu verschiedenen Zeitpunkten bestimmt werden.

Zeitintegrierte und phasenaufgelöste Messungen zeigen, dass das elektrische Feld der Oberflächenwelle nahezu vollständig abgeschirmt wird. Daher ist vor allem das Verspannungsfeld der Welle und die damit einhergehende mechanische Kopplung zum Quantenpunkt maßgeblich. Ein ausgewählter exzitonischer Zustand lässt sich über die Diodenspannung in einem schmalen Energiebereich durch den beschränkten Stark-Effekt in seiner Emissionsenergie verändern. Der zeitgleiche Einsatz der Oberflächenwelle führt dabei zu einer dynamischen Modulation der Photolumineszenzintensität.

Bevor am Ende noch kurz auf Messungen von Quantenpunktmolekülen in Hybridstrukturen eingegangen wird, welche zeigen, dass hier ein großes Potential für weiterführende Forschung besteht, wird eine Methode diskutiert, um auf optischem Wege die Resonanzfrequenzen der interdigitalen Schallwandler mit Hilfe von Quantenpunkten zu bestimmen.

Abstract

Within this thesis the specific control of the emission properties of semiconductor InGaAs quantum dots (QDs), by two independent tuning mechanisms, is investigated. On one side a vertically applied electric field can be used to define a certain excitonic state in the quantum dot, on the other side a simultaneously applied surface acoustic wave (SAW) leads to a high frequency dynamic oscillation of the emitted wavelength.

The combination of two independent parameters leads to an additional degree of freedom in contrast to a single mechanism, which gives a better control of the quantum dots emitted light for future opto-electronic devices. This is desirable with respect to quantum information technologies such as quantum computers or quantum telecommunication.

The investigated samples were fabricated in a special hybrid technique, which is called epitaxial lift-off (ELO). Such a hybrid device consists of a lithium niobate host substrate and a sub micrometer thick gallium arsenide based semiconductor heterostructure. Beside some doped layers the molecular beam epitaxially grown wafer includes single quantum dots or quantum dot molecules. Furthermore, the wafer has an aluminum arsenide sacrificial layer, between the optically active heterostructure and the gallium arsenide substrate, which is removed during a wet chemical etching step. The quantum dots are embedded in a diode like structure which allows to apply a static electric field. For the generation of surface acoustic waves predefined metallic interdigital transducers (IDTs) are used on the lithium niobate.

Apart from the description of special procedures in the wafer fabrication an amplification on the structuring of the samples is made and the epitaxial lift-off is explained in detail, which allows to transfer layers with high optical quality.

Beside some electrical measurements the central investigation method is micro-photoluminescence spectroscopy in which a laser pulse produce electron hole pairs and as a consequence thereof excitons which can be analyzed by their emitted light to draw inferences about processes within the samples. A stroboscopic scheme consisting of direct synchronization of laser and surface acoustic wave pulses is used for phase resolved measurements on the quantum dots emission.

To attain first insights about the interaction between surface acoustic waves and hybridized quantum structures experiments were performed on a thin disordered quantum well which is formed during wafer growth. As a result, it will be shown that within the optical experiment the SAW is able to dissociate photo generated pairs of charge carriers by its mechanical and electrical field component which leads, at sufficient high powers, to a bipolar transport of the carriers out of the detection range. Phase resolved measurements additionally show that the time of excitation is an important criterion for the carrier transport itself and therefor determines the dynamic of the involved charge carriers.

In further experiments, it also turns out that the excitonic states of quantum dots can be influenced by a surface acoustic wave. Depending on the phase of the SAW at the moment of excitation a neutral or charged exciton is formed. The intensity of the emission depends on the phase and modulates over the whole phase range.

The transducers and their frequency properties are a main component which are characterized in electrical measurements. It could be shown that it is not possible to excite a SAW directly on top of the wafer with its conducting layers. This gives a motivation for the epitaxial lift-off process.

As a second main component of the hybrid structure the semiconductor diodes are examined in more detail. In addition to the electrical properties, which are determined by the current-voltage characteristics, it will be shown that an electromagnetic crosstalk between transducers and diodes can be neglected due to its small amount and the different points in time both devices are active. This can be seen by calculating the position of the SAW pulse for different times during the duty cycle of the measurement.

Time integrated and phase resolved measurements show that the electric field of the surface acoustic wave is almost completely screened. The emission energy of a selected excitonic state can be tuned within a small range by the applied voltage on the diode attributable to the quantum confined Stark effect. The simultaneous use of the SAW leads to a spectral dynamic modulation of the photoluminescence and its intensity. Because of the aforementioned electric field screening this modulation is a consequence of the strain field and its deformation potential (DP) coupling to the quantum dot. In addition to that experiments a methode is presented in which the resonance frequency of the interdigital transducers can be determined directly within the optical experiment.

At the end a short discussion of measurements on quantum dot molecules in hybrid devices show a great potential for further investigations in that field.

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsüberblick

Abstract

1. Einleitung	1
2. Grundlagen	5
2.1. Die Materialien Galliumarsenid und Lithiumniobat	5
2.1.1. Galliumarsenid	5
2.1.2. Lithiumniobat	12
2.2. Akustische Oberflächenwellen	15
2.2.1. Elastische Wellen im Festkörper	15
2.2.2. Wellen in piezoelektrischen Materialien	16
2.2.3. Oberflächenwellen	18
2.2.4. Erzeugung von akustischen Oberflächenwellen	19
2.3. Eigenschaften von Halbleiterquantenpunkten	22
2.3.1. Wachstum von Halbleiterquantenpunkten	22
2.3.2. Optische Eigenschaften von Quantenpunkten	24
2.3.3. Exzitonen und deren Unterscheidung	25
2.3.4. Externe Kontrolle von exzitonischen Zuständen	27
2.4. Grundlagen der Hybridisierung - Epitaktischer Lift-off	31
3. Design und Herstellung der Proben	35
3.1. Überblick über die Herstellungsverfahren	35
3.1.1. Proben für die Vorcharakterisierung	36
3.1.2. Hybridproben	36
3.2. Fabrikation und Wachstum von Halbleiter-Quantenpunktstrukturen	37
3.2.1. Quantenpunkt-Wafer mit geringer Flächendichte	38
3.2.2. Rotiertes Wachstum für erhöhte Ausbeute	39
3.2.3. Wafer mit Quantenpunktmolekülen	40
3.3. Probenpräparation - Strukturierung, Metallisierung und Ätzverfahren	41
3.3.1. Reinigung und Probennomenklatur	41
3.3.2. Elektronenstrahllithografie	43
3.3.3. Optische Lithografie	44
3.3.4. Interdigitale Schallwandler, Metallisierung und Lift-off	45
3.4. Herstellung von Schottky- und nip-Dioden	47
3.4.1. Schottky-Dioden	47
3.4.2. nip-Dioden	50
3.4.3. Reaktives Ionenätzen und nass-chemische Methoden	50

3.5.	Realisierung des epitaktischen Lift-offs	52
3.5.1.	Herauslösen der Probe aus dem Wafer und deren Reinigung	52
3.5.2.	Beschichtung der Probenstücke und Herstellung von Apiezonfäden	52
3.5.3.	Separation von Heterostruktur und Grunds substrat	53
3.5.4.	Hybridisierung der GaAs-Membran mit Lithiumniobat	54
3.6.	Kontaktieren der Strukturen	54
3.6.1.	Kontaktieren mittels des Wedge-Wedge-Bondverfahrens	54
3.6.2.	Kontaktieren durch Kleben	54
3.7.	Probleme beim ELO-Prozess und der Diodenfunktionalität	56
3.7.1.	Fabrikationstechnische Schwierigkeiten	56
3.7.2.	Vergleich der unterschiedlichen Herstellungsverfahren	56
3.7.3.	Probleme bei der Temperaturstabilität	58
4.	Experimentelle Verfahren und Aufbauten	59
4.1.	Diodencharakterisierung mit dem Spitzenmessplatz	59
4.2.	Charakterisierung der interdigitalen Schallwandler mit dem Netzwerkanalysator	59
4.3.	Detektion einer SAW mit dem Oszilloskop	61
4.4.	Messung von Schichtdicken und Ätzprofilen	61
4.5.	Mikro-Photolumineszenz-Aufbau	62
4.5.1.	Strahlengang der Anregung	63
4.5.2.	Strahlengang der Detektion	63
4.5.3.	Justage und Messposition	64
4.5.4.	Elektrische Ansteuerung und Hochfrequenzkomponenten	64
4.6.	Zeit- und phasenintegriertes Messschema	65
4.7.	Phasengekoppeltes Messschema	66
5.	Wechselwirkung von Oberflächenwellen mit hybridisierten Quantenstrukturen	67
5.1.	Oberflächenwellen im Hybridsystem	67
5.1.1.	PL-Unterdrückung der Quantentopfemission durch eine SAW	67
5.1.2.	Ladungsträgerdynamik im Quantentopf	69
5.1.3.	PL-Unterdrückung der Quantenpunktemission durch eine SAW	72
5.1.4.	Phasenaufgelöste Messungen am Quantenpunkt	74
5.2.	Motivation des ELO-Verfahrens	76
6.	Einzelkomponentencharakterisierung von Dioden-Hybridproben	79
6.1.	Rückkontakte und n-Dotierung	79
6.2.	Strom-Spannungs-Charakteristika der Halbleiterdioden	81
6.3.	Optische Eigenschaften der Quantenpunkte im Experiment	82
6.4.	Frequenzeigenschaften der interdigitalen Schallwandler	86
6.5.	Elektromagnetisches Übersprechen von IDT zu Diode	89
7.	Kombinierte statische und dynamische Kontrolle von Quantenpunkten im Hybrid	93
7.1.	Zeitintegrierte und phasenaufgelöste Messungen an hybridisierten Einzelquantenpunkt-photodioden	93
7.2.	Kombinierte statische und dynamische Kontrolle der Quantenpunktemission	97
7.3.	Bestimmung der IDT-Resonanzfrequenz mittels eines Quantenpunktes	102

7.4. Quantenpunktmoleküle	105
7.4.1. Quantenpunktmoleküle im elektrischen Feld	105
7.4.2. Quantenpunktmoleküle in Hybridproben	106
8. Zusammenfassung und Ausblick	109
A. Anhang	113
A.1. Häufig verwendete Abkürzungen	113
A.2. Parameter für das Wachstum der Wafer	114
A.3. Parameter der Probenherstellung	118
Literatur	123

1. Einleitung

Die Computer der Zukunft könnten weniger als anderthalb Tonnen wiegen

Prognose des Magazins Popular Mechanics von 1949

Mit der Entwicklung des ersten funktionsfähigen Computers im Jahre 1941 durch Konrad Zuse wurde der Grundstein für viele moderne Geräte wie Laptops, Smartphones oder Navigationsgeräte gelegt, welche aus unserem täglichen Leben kaum noch wegzudenken sind. All diese Technik beruht im Wesentlichen auf Mikroprozessoren, die hauptsächlich zwei Kriterien erfüllen sollen. Zum einen sollten sie möglichst platzsparend und zum anderen leistungsstark sein. Um diese beiden Punkte miteinander zu vereinen, entwickelt die Chipindustrie immer neue Techniken und Verfahren, um kleinere Strukturgrößen zu generieren und so die Integrationsdichte von Transistoren und Schaltkreisen zu erhöhen. Ein Beispiel für diese Entwicklung bietet die eingeführte 14 nm Fin-FET-Technologie, eine spezielle Art der Multi Gate Field Effect Transistoren [1, 2]. Trotz dieser neuartigen Designs besteht bei einer zunehmenden Miniaturisierung das Problem, dass sich Bauteile nicht mehr wie klassisch erwartet verhalten, sondern quantenmechanische Effekte eine immer größere Rolle spielen.

Betrachtet man hier einen konventionellen Feld-Effekt-Transistor mit den drei Anschlüssen Quelle, Senke und Tor (engl. Source, Drain, Gate), so erfolgt die Steuerung des Kanalquerschnitts mit Hilfe der Gate-Source-Spannung, was gleichbedeutend mit der Kontrolle der Stärke des elektrischen Stroms ist, der durch das Tor fließt. Das n- bzw. p-dotierte Halbleitermaterial des Gates wird dabei durch die angelegte Spannung entweder mit Ladungsträgern angereichert oder verarmt. Verkleinert man nun alle Teile dieses Transistors, so werden die Abstände zwischen den einzelnen Elektroden ebenfalls geringer. Kommt man in den Bereich der de-Broglie-Wellenlänge, welche für Elektronen je nach Material bei Raumtemperatur einen Wert von ungefähr 10 nm aufweist, so kann es aufgrund des Wellencharakters der Ladungsträger zu Tunneleffekten kommen, wobei sich ein nicht gewünschter Verlustkanal ausbildet. Ein weiteres Problem stellt die Diffusion von Atomen in wichtige Funktionsbereiche dar, wodurch eine Beschädigung bzw. Leistungsschwächung des Bauteils auftreten kann. Spätestens wenn die Strukturgröße in den Bereich von einzelnen Atomen rückt, sind die oben angeführten Probleme nicht mehr auf klassischem Wege zu vermeiden.

Um diese Einschränkung zu umgehen, wurden und werden neuartige Konzepte entwickelt, um Quanten als Informationsträger zu nutzen. Aus diesem Vorhaben entstand das schnell wachsende Feld der Quanteninformationsverarbeitung, welches neben der theoretischen Quanteninformatik auch die Hardware für Quantenkommunikation und Quantencomputer erforschen und bereitstellen soll. In einem klassischen Computer ist die kleinste Informationseinheit ein Bit, welches entweder die Information

0 oder 1 enthält. Eine Berechnung ist eine Folge von Zuständen des Rechners. Jeder Rechenschritt überführt den Rechner in einen neuen Zustand mit Hilfe eines Booleschen Operators. Der Zustand eines Quantencomputers besteht hingegen aus einer Superposition von Zuständen eines klassischen Rechners. Somit kann das klassische Bit mit den Zuständen $|0\rangle$ und $|1\rangle$ durch ein Qubit $\psi = \alpha|0\rangle + \beta|1\rangle$ ersetzt werden, wobei α und β komplexe Zahlen mit $|\alpha|^2 + |\beta|^2 = 1$ sind. Während bereits Algorithmen - wie zum Beispiel der Shor-Algorithmus [3] - für das Rechnen mit Quantencomputern existieren, ist die Suche nach geeigneter Hardware problematischer.

Für einen skalierbaren und fehlertoleranten Quantencomputer stellte David DiVincenzo fünf Kriterien auf, welche erfüllt sein müssen [4, 5].

Diese Kriterien lauten:

- 1) Ein Quantencomputer besteht aus einem skalierbaren System mit gut charakterisierten Qubits.
- 2) Es besteht die Möglichkeit, alle Qubits in einen wohldefinierten Anfangszustand zu bringen, z.B. $|000\dots\rangle$.
- 3) Die relevante Dekohärenzzeit muss viel länger sein als die Zeit für eine Quantengatter-Operation.
- 4) Das System muss die Implementierung eines „universellen“ Satzes von Quantengattern erlauben (Eine Menge von Quantengattern wird universell genannt, wenn sich jede unitäre Transformation U als Produkt von Gattern aus der betrachteten Menge darstellen lässt).
- 5) Es muss möglich sein, einzelne Qubits gezielt zu messen (mindestens jedoch eines).

Um diese Vorgaben zu erfüllen, werden verschiedenste Systeme auf ihre Tauglichkeit untersucht und getestet. Neben ultrakalten Ionen oder supraleitenden Leiterschleifen aus Niob sind vor allem Quantenpunkte (engl. quantum dots, QDs) in den Fokus der Forschung geraten. Quantenpunkte, welche aufgrund der diskreten Energiezustände der Ladungsträger häufig auch als künstliche Atome bezeichnet werden, bieten eine direkte Basis, um quantenmechanische Zustände zu präparieren, zu manipulieren und zu messen.

In dieser Arbeit werden hauptsächlich selbstorganisierte, optisch aktive Quantenpunktstrukturen betrachtet. Diese können mit Hilfe von optischen Pulsen angeregt und später ausgelesen bzw. vermessen werden. Die Manipulation der so erzeugten exzitonischen Zustände erfolgt zum einen mit Hilfe einer Diodenstruktur, in welche die QDs eingebettet sind und zum anderen durch akustische Oberflächenwellen (engl. surface acoustic waves, SAWs). Diese Art der Wellen, welche eine spezielle Mode in Festkörpern ist, hat sich als außerordentlich gutes Mittel zur gezielten Kontrolle und Manipulation unterschiedlichster Strukturen herausgestellt. Neben den hier betrachteten Quantenpunkten wurden bereits die Eigenschaften von Halbleiter-Nanodrähten [6, 7] oder auch photonischen Kristallen [8, 9] konsequent modifiziert.

Durch das Anlegen einer statischen aber variablen Spannung an die Diodenstruktur kann die Besetzungswahrscheinlichkeit eines spezifischen exzitonischen Zustands [10, 11] als auch dessen Emissionsenergie durch den beschränkten Stark-Effekt (engl. quantum-confined Stark effect, QCSE) gesteuert werden [12, 13]. Die Kombination dieses bereits länger etablierten Verfahrens mit der dynamischen Manipulation durch akustische Oberflächenwellen ist eines der Ziele, um kohärente Kontrolle über das System

zu erlangen. Dazu wurde ein Bauelement entwickelt, welches eine Integration der optisch aktiven QD-Struktur auf einem Lithiumniobat-Trägermaterial erlaubt, auf dem Oberflächenwellen angeregt werden können.

Die vorliegende Arbeit gliedert sich wie folgt:

In Kapitel 2 werden die Grundlagen zum Verständnis der hier präsentierten Untersuchungen bereitgestellt. Beginnend bei den grundlegenden Eigenschaften der wichtigsten eingesetzten Materialien über das prinzipielle Wachstum von selbstorganisierten Quantenpunkten bis hin zu deren optischen Eigenschaften und deren Kontrolle mittels statischer elektrischer Felder. Des Weiteren werden Wellenmoden in Festkörpern betrachtet und es wird explizit auf die Beschreibung und Erzeugung von akustischen Oberflächenwellen auf piezoelektrischen Materialien eingegangen. Das Kapitel endet mit der Betrachtung des so genannten epitaktischen Lift-off Verfahrens (ELO), welches eingesetzt wurde, um die Hybridproben für die kombinierte statische und dynamische Kontrolle der Quantenpunkte herzustellen.

Im nachfolgenden Kapitel 3 wird das Design und die Herstellung der untersuchten Proben aufgezeigt. Das Wachstum von einzelnen Quantenpunkten und Quantenpunktmolekülen mittels Molekularstrahl-epitaxie (MBE) steht dabei am Anfang des kompletten Prozesses. Das so gewonnene Grundmaterial wird vor oder nach dem epitaktischen Lift-off bearbeitet. Dabei werden mittels optischer Lithografie oder mit Hilfe eines Elektronenstrahlolithografen Mikro- bzw. Nanostrukturen generiert, welche in einem darauffolgenden Prozess entweder metallisiert oder geätzt werden. Die Metallisierung dient vor allem zur Herstellung von interdigitalen Schallwandlern (IDTs), um Oberflächenwellen generieren zu können, aber auch für Front- und Rückkontakte der Diodenstrukturen. Ätzprozesse, wie sie entweder nass-chemisch oder mittels einer reaktiven Ionenätzanlage durchgeführt wurden, sind dabei wichtig, um verschiedene Bereiche auf der Probe voneinander abzutrennen oder auch um tiefer liegende Schichten in der Struktur zu kontaktieren. Die genauen Abläufe und Verfahren, um die Halbleiterdioden herzustellen, bildet der nächste Abschnitt, bevor am Ende des Kapitels die Realisierung des epitaktischen Lift-offs genauer betrachtet wird.

Kapitel 4 beschäftigt sich mit den für die Messungen verwendeten Verfahren und Aufbauten. Neben der Vorcharakterisierung der Proben mittels eines Spitzenmessplatzes und eines vektoriellen Netzwerkanalysators steht vor allem der optische Aufbau im Vordergrund. Hierbei werden die einzelnen Komponenten des Mikro-Photolumineszenz-Setups aufgeführt und deren Zusammenspiel erläutert. Die optische Anregung der Quantenpunkte mittels eines Lasers und die Detektion der Vorgänge in der Probe mit Hilfe eines Spektrometers wird beschrieben, wobei explizit auf die zwei wichtigsten Messschemata eingegangen wird. Die Abstimmung von Laser und Oberflächenwellengeneration ist essentiell, um sowohl zeitlich phasenintegrierte als auch phasengekoppelte Messungen durchzuführen.

Kapitel 5 gibt einen ersten Überblick über die Effekte einer Oberflächenwelle in verschiedenen niederdimensionalen Quantenstrukturen. Dabei werden die Unterdrückung der Photolumineszenz eines Quantentopfes (engl. quantum well, QW) durch eine SAW, die Ladungsträgerdynamik im QW sowie korrespondierende Effekte an Quantenpunkten betrachtet. Daneben werden die Vorzüge des ELO-Verfahrens gegenüber rein GaAs-basierten Proben erläutert.

Kapitel 6 befasst sich mit ersten Messergebnissen zur Charakterisierung der Einzelkomponenten der Hybridstrukturen. Hierunter fallen vor allem die Kennlinien der prozessierten Dioden bei Raumtemperatur und bei tiefen Temperaturen, sowie die optischen Eigenschaften der Quantenpunkte als auch die Frequenzeigenschaften der hergestellten interdigitalen Schallwandler.

Das Herzstück dieser Arbeit stellt die kombinierte statische und dynamische Kontrolle der Quantenpunkt-Emission dar. Diese wird in Kapitel 7 diskutiert und es wird anhand von Messungen gezeigt, dass mit Hilfe von Dioden und Oberflächenwellen zwei voneinander unabhängige Mechanismen existieren, die es erlauben, die exzitonischen Zustände und deren Emissionsenergie zu steuern. Auch wird auf ein möglicherweise störendes elektromagnetisches Übersprechen zwischen IDT und Diode eingegangen. Darüber hinaus wird eine Methode präsentiert, mit deren Hilfe sich die IDT-Resonanzfrequenzen in einem optischen Experiment bestimmen lassen. Den Abschluss des Kapitels stellt eine kurze Diskussion von ersten Messungen an Quantenpunktmolekülen in Hybridstrukturen dar.

Kapitel 8 fasst nochmals alle wichtigen Ergebnisse der Arbeit zusammen und gibt einen Ausblick auf mögliche damit verbundene zukünftige Forschungsinhalte.

2. Grundlagen

Grau, teurer Freund, ist alle Theorie

Aus Goethes Faust

Dieses Kapitel befasst sich mit den für alle weiteren Betrachtungen wichtigen Grundlagen. Beginnend mit den strukturellen und relevant physikalischen Eigenschaften der beiden Hauptmaterialien Galliumarsenid und Lithiumniobat, wird danach auf das gezielte und selbstorganisierte Wachstum von InGaAs/GaAs-Quantenpunkten eingegangen. Vor allem die optischen Eigenschaften dieser sind im Hinblick auf die hier verwendete Anregung und Detektion maßgeblich. Es wird gezeigt, welche Möglichkeiten bestehen, um ausgezeichnete Anregungszustände zu identifizieren und wie diese mittels statischer elektrischer Felder und induzierter Verspannungen kontrolliert bzw. beeinflusst werden können. Am Ende des Kapitels wird der epitaktische Lift-off dargelegt, welcher die Grundlage für die Herstellung der hier verwendeten Hybridstrukturen ist.

2.1. Die Materialien Galliumarsenid und Lithiumniobat

In dieser Arbeit werden vornehmlich zwei Hauptmaterialien verwendet. Zum einen Lithiumniobat, welches als späteres Grundsubstrat für die Proben Einsatz findet und das die externe Anregung von akustischen Oberflächenwellen mit hohen Schallintensitäten gewährleistet. Auf der anderen Seite wird als optisch aktive Komponente eine Galliumarsenid basierende Heterostruktur benutzt, die durch ein epitaktisches Wachstum Halbleiterquantenpunkte enthält. Um Vorgänge innerhalb der Probe genauer zu verstehen und um Probleme bei der Fabrikation der zu untersuchenden Strukturen zu vermeiden, ist es sehr nützlich, sich diese beiden Materialien etwas genauer anzuschauen und über ihren grundlegenden Aufbau sowie ihre physikalischen und chemischen Eigenschaften Kenntnisse zu haben.

2.1.1. Galliumarsenid

Strukturelle Eigenschaften

Bei Galliumarsenid (GaAs) handelt es sich um einen typischen Vertreter von III-V-Halbleitern. Ebenso wie Silizium kristallisieren diese Verbindungshalbleiter in der Regel in einer Struktur, die aus zwei jeweils um $1/4$ der Raumdiagonalen versetzten kubisch flächenzentrierten (fcc) Kristallgittern aufgebaut ist (siehe Abbildung 2.1(a)).

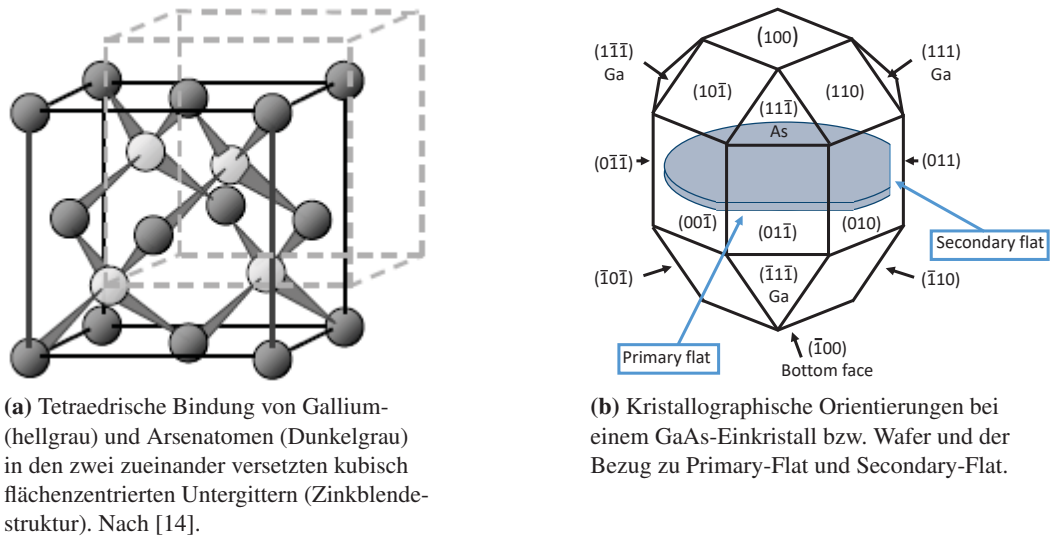


Abb. 2.1.: Struktureller Aufbau von Galliumarsenid (a) und kristallographische Orientierungen eines GaAs-Wafers (b).

Während Silizium nur aus einer Atomsorte besteht (Diamantstruktur), sind die beiden Untergitter in Galliumarsenid nun mit unterschiedlichen Atomsorten besetzt. Diese Struktur wird Zinkblende-Struktur genannt. Dabei sitzt die eine Atomsorte jeweils im Zentrum eines Tetraeders, der aus den Atomen der anderen Sorte gebildet wird. Die Gitterkonstante beträgt 565,325 pm [15]. Durch diese Art der kovalenten Bindung, wobei fünf Elektronen von dem Element der V Hauptgruppe (As) und drei Elektronen von dem Element der III Hauptgruppe (Ga) bereitgestellt werden, bilden sich innerhalb eines Volumenkristalls energetische Bänder aus. Diese sp^3 -Hybridisierung und die daraus resultierenden Energiebänder sind in Abbildung 2.2 dargestellt. Die Bandstruktur ist der Hauptgrund für die speziellen elektrischen und optischen Eigenschaften dieses Materials.

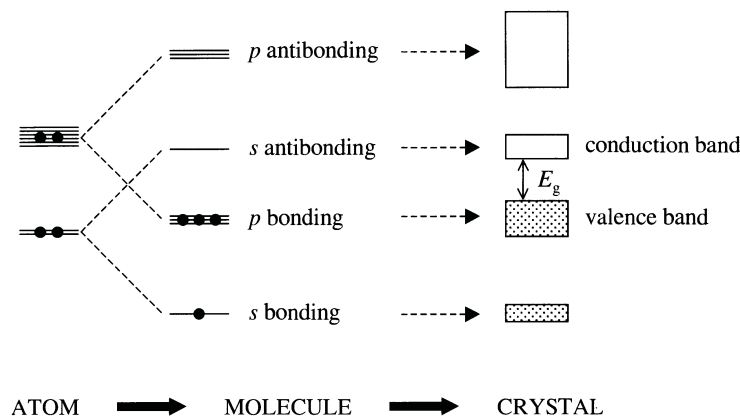


Abb. 2.2.: Schematisches Diagramm der elektronischen Level für Kristalle mit vier Valenzelektronen wie z.B. GaAs. Die s- und p-Orbitale hybridisieren dabei und bilden bindende und anti-bindende Molekülorbitale aus, welche sich im Kristall zu Valenz- und Leitungsband verbreitern [16].

Die Herstellung der Einkristalle erfolgt meist in einem dampfdruckgesteuerten Czochralski-Verfahren (Tiegelziehverfahren) aus einer Schmelze der beiden Einzelemente. Dabei wird diese wenige Grad über ihrem Schmelzpunkt im sogenannten Ostwald-Miers-Bereich gehalten. Ein kleiner Einkristall dient als Kristallisationskeim und wird unter ständigem Kontakt zur Oberfläche langsam und unter Rotation aus der Schmelze gezogen. Sofern eine Dotierung gewünscht ist, kann diese bereits zu diesem Zeitpunkt durch Zugabe der Fremdatome in die Schmelze erzielt werden. Der so gewonnene GaAs-Kristall wird in der Regel in Scheiben gesägt und als Halbleiterscheibe - auch Wafer genannt - kommerziell vertrieben. Da es sich um ein anisotropes Material handelt, ist es wichtig, über die verschiedenen kristallographischen Richtungen Kenntnis zu haben. Abbildung 2.1(b) zeigt die Orientierungen anhand eines Einkristalls bzw. Wafers und den Bezug zwischen den Kristallorientierungen und dem primären bzw. sekundären Flat (typische Abflachung an Wafers). Die unterschiedlichen Kristallrichtungen sind vor allem dann wichtig, wenn Probenmaterial aus einer solchen Halbleiterscheibe entnommen wird, da die physikalischen Eigenschaften unter Umständen stark von der verwendeten Orientierung abhängen können.

Bandstruktur und optische Eigenschaften

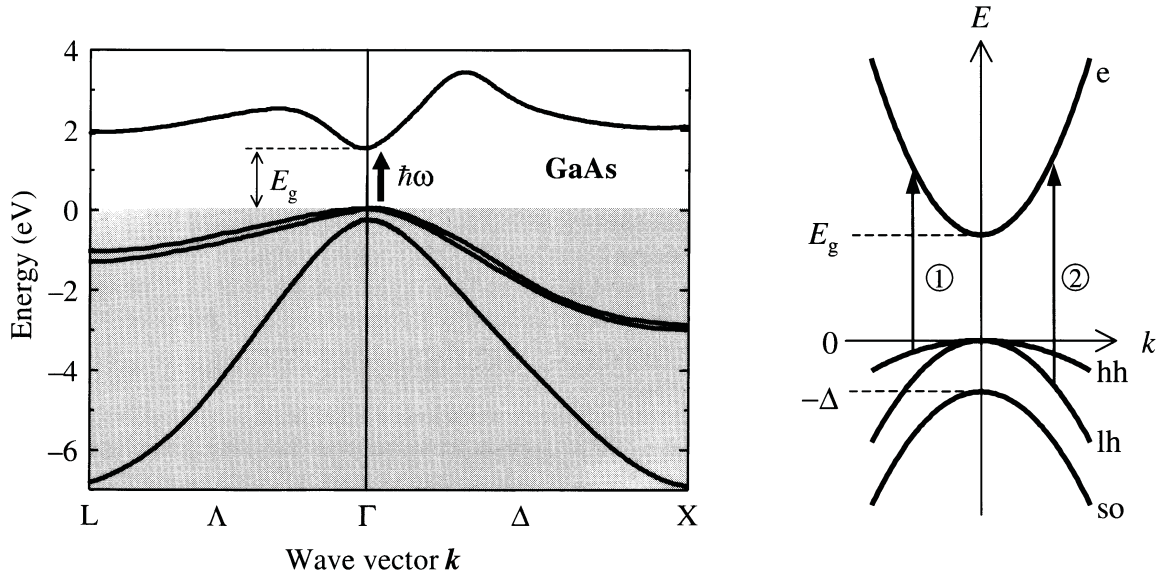
Neben der strukturellen Beschaffenheit sind vor allem die optischen Eigenschaften dieses Materials von Interesse. Geht man von der schematischen Sichtweise der Bandstruktur wie sie in Abbildung 2.2 dargestellt wurde zu einer etwas detaillierteren Version im Energiebereich um die fundamentale Bandlücke über, so ergibt sich das in Abbildung 2.3(a) dargestellte Diagramm. Hierbei ist die Energie E der Elektronen in den unterschiedlichen Bändern gegen den Wellenvektor \vec{k} aufgetragen. Die Dispersion der Bänder wird dabei für ansteigende Werte von k entlang zweier unterschiedlicher Richtungen der Brillouin-Zone gezeigt. Auf der rechten Seite bewegt man sich vom Zonenzentrum dem Γ -Punkt [$\vec{k} = (0,0,0)$] entlang der (100)-Richtung zur Zonenkante am X-Punkt [$\vec{k} = \frac{2\pi}{a}(1,0,0)$]. Die linke Seite hingegen zeigt die Werte für eine Bewegung vom Zonenzentrum entlang der Raumdiagonalen bis zur Zonenkante am L-Punkt [$\vec{k} = \frac{\pi}{a}(1,1,1)$]¹. Die Fermi-Energie ist hier auf einen relativen Wert von 0 eV gesetzt. Dadurch befinden sich drei Bänder im negativen Energiebereich (grau schraffiert). Diese sogenannten Valenzbänder (VB) sind im Grundzustand vollständig mit Elektronen besetzt. Der positive Energiebereich (nicht schraffiert) enthält das Leitungsband (LB), welches im Grundzustand frei von Elektronen ist. Die Lücke zwischen höchstem besetzten und niedrigsten unbesetzten Energieband wird Bandlücke genannt. Bei Galliumarsenid können drei relative Minima im LB identifiziert werden (L-Punkt, Γ -Punkt und X-Punkt). Da sich das absolute Minimum des Leitungsbandes und das Maximum des Valenzbandes beide am Γ -Punkt befinden, spricht man von einem direkten Halbleiter. Betrachtet man die Bänder nahe am Γ -Punkt, so erkennt man ein s-artiges LB und drei p-artige Valenzbänder. Diese besitzen alle ein parabolisches Aussehen, wobei eine positive Krümmung im E - k -Diagramm zu einem Elektronen-Band gehört, während eine negative Krümmung Lochzustände impliziert. Zwei der drei Valenzbänder sind am Γ -Punkt entartet, während das dritte um einen Betrag Δ abgesenkt ist. Dieses aufgrund der Spin-Bahn-Kopplung energetisch am tiefsten liegende Band wird als abgespaltenes Lochband (engl. split-off band, so) bezeichnet. Die beiden entarteten Bänder weisen eine unterschiedliche Krümmung auf. Da die Bandkrümmung direkt mit der effektiven Masse m^* der Ladungsträger über Gleichung 2.1 zusammenhängt, wird das schwächer gekrümmte als Schwerlochband (engl. heavy hole band, hh) und das andere

¹ a bezeichnet dabei die Kantenlänge des fcc-Gitters

als Leichtlochband (engl. light hole band, lh) bezeichnet.

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 E(k)}{\partial k^2} \quad (2.1)$$

Durch die Betrachtung des Drehimpulses $\vec{j} = \vec{l} + \vec{s}$, welcher sich aus dem Bahndrehimpuls l und dem Spin s zusammensetzt, kann man Aussagen über die optische Aktivität der unterschiedlichen Teilchen bzw. Quasiteilchen ziehen.



(a) Bandstruktur von GaAs. Die Dispersion der Bänder ist dabei für zwei Richtungen der Brillouin-Zone gezeigt: $\Gamma \rightarrow X$ und $\Gamma \rightarrow L$. Die Fermi-Energie liegt bei einer relativen Energie von 0 eV. Die grau hinterlegte Fläche beinhaltet die Valenzbänder, welche mit Elektronen gefüllt sind.

(b) Bandstruktur eines direkten Halbleiters am Γ -Punkt. $E = 0$ korrespondiert dabei mit dem Maximum des Valenzbandes, während $E = E_g$ den Tiefpunkt des Leitungsbandes angibt. Gezeigt sind das Schwerlochband (hh), das Leichtlochband (lh), das abgespaltene Lochband (so) und das Elektronenband (e).

Abb. 2.3.: Bandstruktur von Galliumarsenid im Überblick (a) und in der Nähe des Γ -Punktes (b) [16].

Der Drehimpuls des s-artigen Elektrons im Leitungsband mit $l = 0$ ergibt sich zu $j = s = \frac{1}{2}$. Somit besitzt dieses eine magnetische Quantenzahl $m_{s,z} = \pm \frac{1}{2}$. Die Löcher besitzen als Fermionen ebenfalls einen halbzahligen Spin, aber aufgrund ihres p-artigen Charakters auch einen Bahndrehimpuls von $l = 1$. Somit ergibt sich ein Drehimpuls von $j = \frac{3}{2}$. Für die z-Projektion erhält man deshalb eine magnetische Quantenzahl von $m_{j,z} = \pm \frac{1}{2}, \pm \frac{3}{2}$. Dabei ist $m_{j,z} = \pm \frac{1}{2}$ dem Leichtlochband und $m_{j,z} = \pm \frac{3}{2}$ dem Schwerlochband zugeordnet. Die strahlende Rekombination eines Elektron-Loch-Paars erfordert neben der Energieerhaltung auch die Impulserhaltung. Da es sich bei einem Photon um ein Boson mit dem Drehimpuls \hbar handelt, können nur Paare mit dem Gesamtdrehimpuls $m_{j,z} = \pm 1$ strahlend rekombinieren. Alle anderen Kombinationen sind nicht-strahlend. Da nun bekannt ist, um welche

Zustände es sich bei der weiteren Betrachtung handelt, kann das etwas komplexe Banddiagramm (Abbildung 2.3(b)) vom k-Raum in den Ortsraum überführt werden (Abbildung 2.4) und die Anregung von Elektronen in das Leitungsband diskutiert werden.

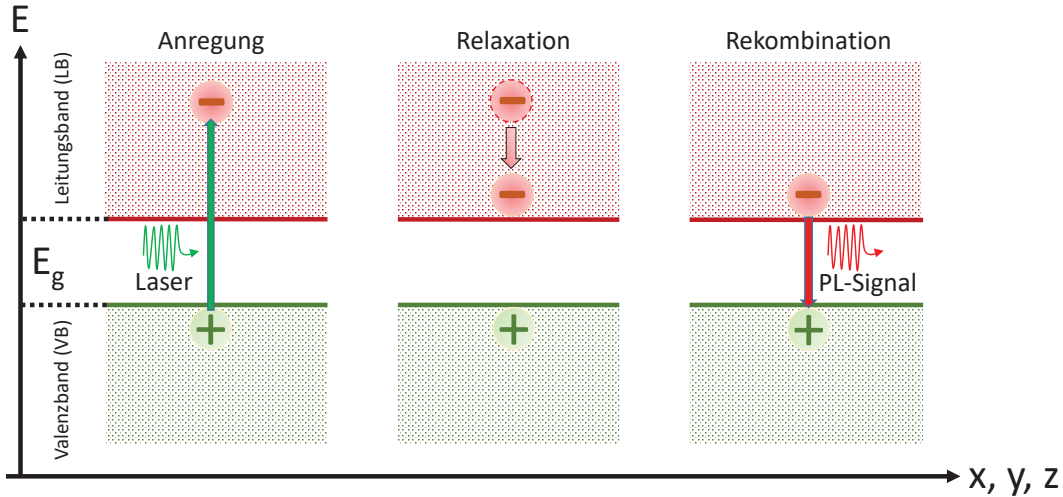


Abb. 2.4.: Betrachtung von Anregung und Rekombination von Elektron-Loch-Paaren im Ortsraum. Durch einen Laserpuls lassen sich Elektronen vom Valenzband in das Leitungsband heben (Anregung). Nach kurzer Zeit relaxieren die Elektronen unter Aussendung von Phononen kaskadenartig an die Leitungsbandunterkante (Relaxation). Durch die Rekombination wird ein Photon mit geringerer Energie ausgesendet und kann als PL-Signal detektiert werden.

Prinzipiell gibt es verschiedene Möglichkeiten, um ein System von seinem Grundzustand in einen angeregten Zustand zu versetzen. Bei Leuchtdioden geschieht dies zum Beispiel mittels elektrischem Strom (Elektrolumineszenz), bei einer Kathodenstrahlröhre durch den Beschuss einer leuchtfähigen Schicht mit Elektronen (Kathodolumineszenz). Für Halbleitermaterialien bietet sich die sogenannte Photolumineszenzspektroskopie an. Die Anregung findet dabei durch Licht ("Photo") statt, gefolgt von einer zeitverzögerten Emission von Photonen ("Lumineszenz"). Dabei muss die zugeführte Energie mindestens so groß sein, dass die Bandlücke überwunden werden kann. Es gilt:

$$E_g \leq \hbar \cdot \omega \iff \lambda \leq \frac{h \cdot c}{E_g} \quad (2.2)$$

Da die Bandlücke von GaAs bei Raumtemperatur einen Wert von 1,423 eV aufweist, muss das zur Anregung verwendete Licht ebenfalls eine solche Mindestenergie besitzen. Für die Wellenlänge ergibt sich mit Gleichung 2.2, dass diese kleiner als 871,874 nm sein muss. In der Regel wird für die Anregung ein Laser mit einer spezifischen Energie verwendet, welche größer als die Bandlückenenergie ist. Dadurch besitzen die vom VB ins LB gebrachten Elektronen einen Energieüberschuss. Die direkte Rekombination von Elektron-Loch-Paaren wird dadurch verhindert, dass sich die Zeitskalen der strahlenden Rekombination und der Elektron-Phonon-Kopplung stark unterscheiden. Innerhalb von ≈ 100 fs werden kaskadenartig Phononen emittiert, wodurch das Elektron Energie an das Kristallgitter abgibt und sich so an die untere Kante des Leitungsbandes bewegt. Erst hier ist es dann möglich, dass die Elektronen und Löcher wieder rekombinieren, wobei die Lebensdauer im Bereich von ≈ 1 ns liegt. Bei tiefen Temperaturen ist es

möglich, das die so erzeugten Elektron-Loch-Paare einen gebundenen Zustand eingehen und als eigenständiges Quasiteilchen beschrieben werden können. Durch die Coulomb-Wechselwirkung entsteht ein sogenanntes Exziton, welches analog zu einem Wasserstoffatom beschrieben werden kann. Somit kann sowohl ein Exziton-Radius r_X als auch eine Exziton-Bindungsenergie E_X angegeben werden.

$$\begin{aligned} r_X &= \frac{4\pi\hbar^2}{e^2} \frac{\varepsilon}{\mu} \approx 13 \text{ nm} \\ E_X &= \frac{e^4}{32\pi^2\hbar^2} \frac{\mu}{\varepsilon^2} \approx 4,2 \text{ meV} \end{aligned} \tag{2.3}$$

Die beiden hier ermittelten Werte gelten für Galliumarsenid und hängen von der speziellen Dielektrizitätskonstante des Materials und den effektiven Massen der Ladungsträger ab. Da die Dielektrizitätskonstante ε frequenzabhängig ist und für die reduzierte Masse $\mu = (\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h})^{-1}$ eine Mittelung der Lochmassen vorgenommen wird, wurden nur ungefähre Werte angegeben, um die Größenordnung abzuschätzen. Aus der Bindungsenergie der Exzitonen lässt sich eine Temperatur abschätzen oberhalb derer keine stabilen Quasiteilchen existieren können. Es gilt:

$$\begin{aligned} E_X \geq k_B \cdot T &\iff T \leq \frac{E_X}{k_B} = 48,74 \text{ K} \\ \text{mit } k_B &= 8,61733 \cdot 10^{-5} \frac{\text{eV}}{\text{K}} \text{ (Boltzmannkonstante)} \end{aligned} \tag{2.4}$$

Da die Grenztemperatur für die Stabilität bei ca. 50 K liegt, werden Experimente zur Beobachtung und Messung von Exzitonen bei niedrigeren Temperaturen durchgeführt. In dieser Arbeit werden daher Photolumineszenzmessungen bei einer Temperatur von 10 K durchgeführt.

In Tabelle 2.1 werden nochmals einige wichtige Werte von Galliumarsenid zusammengefasst.

Überblick über wichtige Werte von Galliumarsenid

physikalische Größe	Symbol	Wert	Einheit	Bemerkung
Gitterkonstante	a	5,65325	Å	
Dichte	ρ	5,3174	$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	
Schmelzpunkt	T_S	1238	°C	
spezifische Wärme	c	0,327	$\frac{\text{J}}{\text{g} \cdot \text{K}}$	
Wärmeleitfähigkeit	λ	1,8	$\frac{\text{W}}{\text{cm} \cdot \text{K}}$	
Wärmeausdehnungskoeffizient	α	$6,0 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{\text{K}}$	linear
Dielektrizitätskonstante	ϵ	12,85		statisch
Dielektrizitätskonstante	ϵ	10,88		hochfrequent
Bandlücke	E_g	1,423	eV	direkt, $\Gamma(000)$
effektive Elektronenmasse	m_e	0,063	m_0	$m_0 = 9,109 \cdot 10^{-31} \text{kg}$
effektive Schwerlochmasse	m_{hh}	0,50	m_0	
effektive Leichtlochmasse	m_{lh}	0,076	m_0	
effektive Elektronenmasse	m_e	0,067	m_0	für $T \rightarrow 0 \text{ K}$
effektive Schwerlochmasse	m_{hh}	0,51	m_0	für $T \rightarrow 0 \text{ K}$
effektive Leichtlochmasse	m_{lh}	0,082	m_0	für $T \rightarrow 0 \text{ K}$
intrinsische Ladungsträgerdichte	n_i	$2,25 \cdot 10^6$	$\frac{1}{\text{cm}^3}$	
intrinsische Leitfähigkeit	σ	$3,0 \cdot 10^{-9}$	$\frac{1}{\Omega \cdot \text{m}}$	
Zustandsdichte im Valenzband	$D_V(E)$	$9,51 \cdot 10^{18}$	$\frac{1}{\text{cm}^3}$	
Zustandsdichte im Leitungsband	$D_L(E)$	$4,21 \cdot 10^{17}$	$\frac{1}{\text{cm}^3}$	
Geschwindigkeit der Leitungselektronen	$v_{e[rms]}$	$4,4 \cdot 10^7$	$\frac{\text{cm}}{\text{s}}$	quadratisch gemittelt
Geschwindigkeit der Valenzlöcher	$v_{h[rms]}$	$3,4 \cdot 10^7$	$\frac{\text{cm}}{\text{s}}$	quadratisch gemittelt
Beweglichkeit der Leitungselektronen	μ_n	8000	$\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$	
Beweglichkeit der Valenzlöcher	μ_p	320	$\frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$	

Tabelle 2.1.: Ausgewählte Eigenschaften von Galliumarsenid für undotiertes Volumenmaterial bei Raumtemperatur [15]. Korrekter wäre hier eigentlich, aufgrund der Anisotropie, eine tensorielle Angabe einiger Werte, da je nach betrachteter Richtung starke Variationen auftreten können. Aufgrund der Übersichtlichkeit wird hierauf allerdings verzichtet.

2.1.2. Lithiumniobat

Strukturelle und physikalische Eigenschaften

Bei Lithiumniobat LiNbO_3 handelt es sich in der Regel um einen farblosen, transparenten und kristallinen Feststoff. Es kristallisiert als perowskitische Struktur im trigonalen Kristallsystem in der Raumgruppe $R3c$ mit der Punktgruppe $3m$. Die Nb^{+5} -Kationen sind dabei von einem verzerrten Oktaeder aus sechs Sauerstoffatomen umgeben. Diese sind über gemeinsame Ecken zu einem dreidimensionalen Netzwerk verknüpft, in dessen Lücken sich die Li^+ -Kationen befinden.

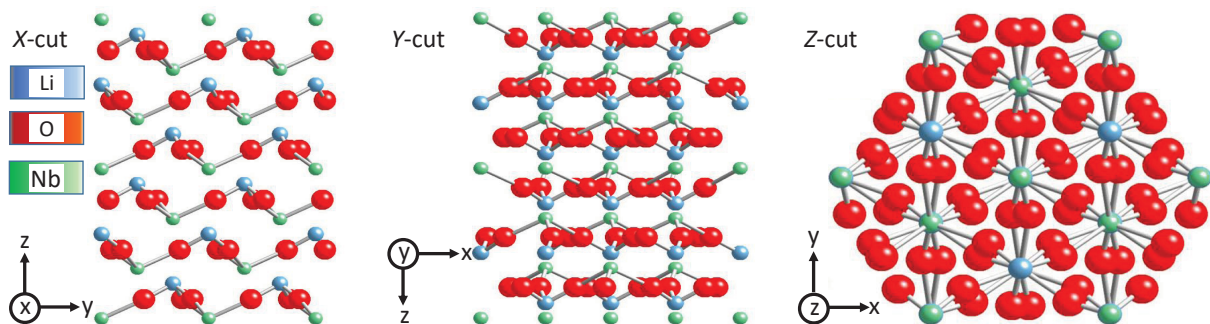


Abb. 2.5.: Kristallographische Struktur von Lithiumniobat als Projektion in die YZ-Ebene (X-cut), in die XZ-Ebene (Y-cut) und in die XY-Ebene (Z-cut). Dabei sind Lithiumatome in blau, Niobatome in grün und Sauerstoffatome in rot dargestellt [17].

Die Herstellung erfolgt, ebenso wie bei Galliumarsenid, durch ein Tiegelziehverfahren. Dabei werden Lithiumoxid und Niob(V)-oxid verwendet.

Wie bereits oben erwähnt, handelt es sich um ein transparentes Material. Die Transparenz erstreckt sich in einem Wellenlängenbereich von ca. 320-5600 nm. Ebenso wie Calcit (CaCO_3) ist es doppelbrechend und besitzt bei 633 nm Brechungsindizes von $n_o = 2,286$ und $n_e = 2,202$. Unterhalb der Curie-Temperatur von 1213 °C ist LiNbO_3 ferroelektrisch und weist dadurch einige interessante Eigenschaften auf.

Es ist:

- optisch nichtlinear
- elektrooptisch (Abhängigkeit des Brechungsindex von äußeren elektrischen Feldern)
- photorefraktiv (Änderung des Brechungsindex durch Licht)
- elastooptisch (Änderung des Brechungsindex durch eine mechanische Dehnung)
- pyroelektrisch (Ladungstrennung während einer zeitlichen Temperaturänderung)
- piezoelektrisch (Entstehung einer elektrischen Spannung durch elastische Verformung)

Weitere wichtige Werte sind in der nachfolgenden Tabelle 2.2 bereitgestellt.

physikalische Größe	Symbol	Wert	Einheit	Bemerkung
Dichte	ρ	4,612	$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	
Schmelzpunkt	T_S	1260	$^{\circ}\text{C}$	
Gitterkonstante	a	5.148		
Gitterkonstante	c	13,863		
Wärmeausdehnungskoeffizient	α_a	$16,7 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{\text{K}}$	(@25 $^{\circ}\text{C}$)
Wärmeausdehnungskoeffizient	α_c	$2,0 \cdot 10^{-6}$	$\frac{1}{\text{K}}$	(@25 $^{\circ}\text{C}$)
Transparenzbereich	λ_T	320-5600	nm	
Curie-Temperatur	T_C	1210	$^{\circ}\text{C}$	

Tabelle 2.2.: Ausgewählte Eigenschaften von Lithiumniobat [18].

Für den Einsatz als Oberflächenwellen-Substrat ist vor allem die piezoelektrische Eigenschaft des Materials wichtig. Daher soll diese etwas genauer betrachtet werden.

Piezoelektrizität

Bei Kristallen aus polaren Molekülen ohne Inversionszentrum, wie zum Beispiel Quarz, Galliumarsenid und Lithiumniobat, führt eine Deformation des Kristallgitters zu einer Verschiebung der Ladungsschwerpunkte innerhalb der Elementarzellen. Die so entstandenen mikroskopischen Dipole erzeugen aufsummiert eine makroskopisch messbare Nettospannung. Dies wird als direkter piezoelektrischer Effekt bezeichnet. Der mechanische Druck kann dabei sehr hohe elektrische Spannungen verursachen, so dass dies zum Beispiel zur Funkenerzeugung in Feuerzeugen Einsatz findet.

Umgekehrt führt auch das Anlegen einer elektrischen Spannung an einen solchen Kristall zu einer Deformation selbigen (inverser Piezoeffekt). Dies kann zum Beispiel zur spannungsgesteuerten Mikropositionierung verwendet werden.

Für die spätere Beschreibung von akustischen Oberflächenwellen und deren Erzeugung in Abschnitt 2.2 sind vor allem die elastischen und piezoelektrischen Konstanten wichtig. Tabelle 2.3 stellt diese für die beiden Materialien LiNbO_3 und GaAs gegenüber.

2. Grundlagen

	Lithiumniobat (LiNbO ₃)	Galliumarsenid (GaAs)
Kristall- klasse	trigonal, 3m	kubisch $\bar{4}3m$
Elastische Konstanten [10 ¹⁰ $\frac{N}{m^2}$]	$c_{ij} = \begin{pmatrix} 20,3 & 5,3 & 7,5 & 0,9 & \cdot & \cdot \\ 5,3 & 20,3 & 7,5 & -0,9 & \cdot & \cdot \\ 7,5 & 7,5 & 24,5 & \cdot & \cdot & \cdot \\ 0,9 & -0,9 & \cdot & 6,0 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 6,0 & 0,9 \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0,9 & 7,5 \end{pmatrix}$ <p>6 unabhängige elastische Konstanten ($c_{66} = \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12})$)</p>	$c_{ij} = \begin{pmatrix} 11,9 & 5,38 & 5,38 & \cdot & \cdot & \cdot \\ 5,38 & 11,9 & 5,38 & \cdot & \cdot & \cdot \\ 5,38 & 5,38 & 11,9 & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & 5,94 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 5,94 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 5,94 \end{pmatrix}$ <p>3 unabhängige elastische Konstanten</p>
Piezo- elektrische Konstanten [$\frac{C}{m^2}$]	$p_{ij} = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 3,7 & -2,5 \\ -2,5 & 2,5 & \cdot & 3,7 & \cdot & \cdot \\ 0,2 & 0,2 & 1,3 & \cdot & \cdot & \cdot \end{pmatrix}$ <p>4 unabhängige piezoel. Konstanten</p>	$p_{ij} = \begin{pmatrix} \cdot & \cdot & \cdot & 0,15 & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0,15 & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & 0,15 \end{pmatrix}$ <p>1 unabhängige piezoel. Konstante</p>
Dielektrische Konstanten [ϵ_0]	$\epsilon_{ij}^T = \begin{pmatrix} 85 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 85 & \cdot \\ \cdot & \cdot & 29 \end{pmatrix}$ <p>2 unabhängige diel. Konstanten</p>	$\epsilon_{ij}^T = \begin{pmatrix} 12,5 & \cdot & \cdot \\ \cdot & 12,5 & \cdot \\ \cdot & \cdot & 12,5 \end{pmatrix}$ <p>1 unabhängige diel. Konstante</p>

Tabelle 2.3.: Kristallkonstanten von Lithiumniobat und Galliumarsenid [19–21].

2.2. Akustische Oberflächenwellen

In einem Festkörper können verschiedene Arten von Wellen auftreten. Eine erste Charakterisierung kann darüber erfolgen, ob es sich um optische oder akustische Kristallschwingungen handelt. Besitzt ein Kristall eine N -atomige Basis in der primitiven Einheitszelle, so existieren zu jedem mit der Kristallsymmetrie verträglichen Wellenvektor $3N$ mögliche Schwingungsmoden, wobei es sich um drei akustische und um $(3N - 3)$ optische Schwingungen handelt. Während sich bei optischen Schwingungen Atome innerhalb einer Basis gegeneinander bewegen, führt bei akustischen Wellen die gleichsinnige Bewegung benachbarter Atome zu einer fortschreitenden Welle. Eine spezielle Form sind akustische Oberflächenwellen (engl. surface acoustic waves, SAWs). Die erste theoretische Beschreibung geht dabei auf Lord Rayleigh zurück, welcher 1885 damit Erdbebenwellen beschrieb [22]. Innerhalb eines elastischen Festkörpers besitzen diese Wellen sowohl einen longitudinalen als auch einen transversalen Anteil, wobei die Propagation an der Oberfläche stattfindet und die Eindringtiefe exponentiell abnimmt und ungefähr einer Wellenlänge entspricht. Technisch lassen sich dabei Frequenzen im Bereich von einigen Megahertz bis hin in den zweistelligen Gigahertz-Bereich realisieren. Ein häufiges Einsatzgebiet für diesen Wellentyp sind daher Bandpassfilter in Mobiltelefonen. Aber auch zur Untersuchung und Manipulation von Mikro- und Nanostrukturen hat sich dieser Wellentyp durchgesetzt [7, 8, 23, 24]. Durch die Verwendung eines piezoelektrischen Substrates lassen sich solche Wellen mit interdigitalen Schallwandlern (engl. interdigital transducers, IDTs) - einer metallischen kammartigen Elektrodenstruktur - durch eine elektrische Hochfrequenz erzeugen. Die tensorielle Betrachtungsweise, welche durch die Anisotropie des verwendeten Kristalls gegeben ist, führt zu dem Ergebnis, dass eine Kopplung zwischen mechanischer Welle und elektrischem Feld besteht. Dies hat sowohl Auswirkungen auf die Steifigkeit des Kristalls, als auch auf die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Im Folgenden soll die Theorie dieser Wellen ausgehend von einer elastischen Auslenkung im Festkörper betrachtet werden.

2.2.1. Elastische Wellen im Festkörper

Zunächst wird eine Einschränkung auf ein isotropes und homogenes Medium der Masse m , dem Volumen V und der Dichte $\rho = \frac{m}{dx \cdot A}$ ohne äußere Kräfte und ohne Piezoelektrizität vorgenommen. Die Beschreibung der Kräfte durch benachbarte Volumenelemente auf ein infinitesimales Volumenelement des Mediums kann mithilfe eines symmetrischen Spannungstensors T_{ij} erfolgen [19]. Dabei sind Elemente mit identischen Indizes $i = j$, also T_{ii} , Druck- oder Zugkräfte, wohingegen für Scherkräfte $T_{ij, i \neq j}$ gilt. Dies führt unter Verwendung des 2. Newtonschen Gesetzes $F = m \cdot a \iff \rho \ddot{u} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{F}{A}$ zu einer Bewegungsgleichung des Volumenelements:

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_i} \quad (2.5)$$

Die Deformation bzw. Änderung der Auslenkung des Volumenelements wird mit dem ebenfalls symmetrischen Deformationstensor S_{kl} beschrieben:

$$S_{kl} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k} \right) \quad (2.6)$$

Diese beiden Tensoren 2. Stufe lassen sich auf der Grundlage des hookeschen Gesetzes linear miteinander verknüpfen, wobei der Elastizitätsmodul als Tensor 4. Stufe mit den elastischen Konstanten c_{ijkl} den

Proportionalitätsfaktor darstellt.

$$T_{ij} = c_{ijkl} \cdot S_{kl} \quad (2.7)$$

Betrachtet man sowohl die Symmetrie des Spannungstensors T als auch die des Deformationstensors S , so gilt $S_{ij} = S_{ji}$ (nach Gleichung 2.6) und wegen fehlender Rotationskräfte $T_{ij} = T_{ji}$. Damit lassen sich diese schreiben als:

$$\begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} & S_{13} \\ S_{12} & S_{22} & S_{23} \\ S_{13} & S_{23} & S_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 & S_6 & S_5 \\ S_6 & S_2 & S_4 \\ S_5 & S_4 & S_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_1 & S_6 & S_5 \\ \cdot & S_2 & S_4 \\ \cdot & \cdot & S_3 \end{pmatrix} \quad (2.8)$$

$$\begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} & T_{13} \\ T_{12} & T_{22} & T_{23} \\ T_{13} & T_{23} & T_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_1 & T_6 & T_5 \\ T_6 & T_2 & T_4 \\ T_5 & T_4 & T_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_1 & T_6 & T_5 \\ \cdot & T_2 & T_4 \\ \cdot & \cdot & T_3 \end{pmatrix} \quad (2.9)$$

Für den Elastizitätsmodul c_{ijkl} ergibt sich somit eine 6×6 -Matrix mit 21 unabhängigen Konstanten, welche die elastischen Eigenschaften des Kristalls beschreiben. Diese Zahl reduziert sich je nach betrachteter Kristallklasse weiter. Dies wurde bereits in Tabelle 2.3 für die Kristallklassen $3m$ (Lithiumniobat) und $\bar{4}3m$ (Galliumarsenid) angegeben.

2.2.2. Wellen in piezoelektrischen Materialien

Geht man nun zu einem piezoelektrischen Material über, so muss berücksichtigt werden, dass eine mechanische Auslenkung zu einem elektrischen Feld führt. Ebenso führt ein äußeres elektrisches Feld zu einer Deformation des Kristalls. Die dielektrische Verschiebung D verknüpft dabei die durch das elektrische Feld E hervorgerufene Polarisierung P . Es gilt: $D = \epsilon_0 E + P = \epsilon_r \epsilon_0 E$ (ϵ_0 = Permittivität im Vakuum, ϵ_r = relative Permittivität des Materials). Im Festkörper kann dies wieder verallgemeinert werden:

$$D_i = \epsilon_{ij} E_j \quad (2.10)$$

Der piezoelektrischen Eigenschaft wird zudem durch den piezoelektrischen Tensor p_{ijk} (Tensor 3. Stufe) Rechnung getragen. Dadurch ergeben sich die beiden gekoppelten Gleichungssysteme:

$$T_{ij} = c_{ijkl} S_{kl} - p_{kij} E_k \quad (2.11)$$

$$D_i = p_{ijk} S_{jk} + \epsilon_{ij} E_j \quad (2.12)$$

Um eine Lösung für diese Gleichungssysteme zu finden, bedient man sich der Maxwellgleichungen. Hierbei reicht es aus, sich auf eine quasistatische Näherung zu beschränken, da rein elektromagnetische Anteile nur eine sehr geringe Rolle spielen. Somit kann das elektrische Feld als Gradient eines skalaren Potentials betrachtet werden: $E_i = -\frac{\partial \phi}{\partial x_i}$

Außerdem kann die Ladungsverteilung im Piezoelektrikum vernachlässigt werden, was gleichbedeutend mit $\nabla \cdot \vec{D} = \rho \approx 0$ ist. Durch Kombination der Gleichungen 2.5 und 2.6 mit den Gleichungen 2.11 und

2.12, erhält man ein System aus vier Wellengleichungen für das elektrische Potential φ und die mechanische Auslenkung u_i :

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} - c_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} - p_{kij} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_k} = 0 \quad (2.13)$$

$$p_{ikl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_i \partial x_l} - \epsilon_{ik} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x_i \partial x_k} = 0 \quad (2.14)$$

Als Lösung dieser Gleichungen bieten sich ebene Wellen an:

$$u_i = \alpha_i \exp[ik(b_i x_i - vt)] \quad (2.15)$$

$$\varphi = \alpha_4 \exp[ik(b_i x_i)] \quad (2.16)$$

mit der Ausbreitungsrichtung \vec{b} , der Phasengeschwindigkeit v und der Wellenzahl $k = \frac{\omega}{v}$.

In einem unendlich ausgedehnten Kristall erhält man demnach für eine Ausbreitungsrichtung sowohl eine longitudinale Wellenmode als auch zwei senkrecht zueinander polarisierte Transversalwellen (Scherwellenmoden). Ist der Ausbreitungsvektor \vec{k} der Welle bekannt, lassen sich einige Vereinfachungen machen. Sei die Ausbreitungsrichtung der Volumenwelle die $x_3 = z$ Richtung, so gilt für die Richtungen $x_1 = x$ und $x_2 = y$, dass dort die Welle konstant ist und somit die Ableitungen in diese beiden Richtungen verschwinden. Dies führt zu dem Gleichungssystem:

$$\rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} - c_{33} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - p_{z3} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.17)$$

$$p_{z3} \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} - \epsilon_{zz} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.18)$$

Eliminiert man noch das elektrische Potential φ , so erhält man folgende Wellengleichung:

$$c_{33} \left(1 + \frac{p_{z3}^2}{\epsilon_{zz} c_{33}} \right) \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} = \rho \frac{\partial^2 u_z}{\partial t^2} \quad (2.19)$$

Im Falle, dass keine Piezoelektrizität vorliegt, ist $p_{z3} = 0$. Die Beschreibung der piezoelektrischen Eigenschaft des Materials kann demnach durch die Einführung einer effektiven elastischen Konstante

$$c_{33}^* = c_{33} \left(1 + \frac{p_{z3}^2}{\epsilon_{zz} c_{33}} \right) = c_{33} (1 + K^2) \quad (2.20)$$

erfolgen. Der so eingeführte Faktor K^2 wird als elektromechanische Kopplungskonstante bezeichnet und ist im Allgemeinen eine tensorielle Größe. Betrachtet man eine spezielle Ausbreitungsrichtung und Polarisation, so wird meist nur eine einzelne Konstante K_{eff}^2 angegeben, wobei diese für die meisten Materialien unter 5% liegt. Die durch die Piezoelektrizität hervorgerufene Versteifung resultiert auch in einer zum nicht piezoelektrischen Fall erhöhten Schallgeschwindigkeit im Material:

$$v^* = \sqrt{\frac{c_{33}^*}{\rho}} = \sqrt{\frac{c_{33}(1+K^2)}{\rho}} \approx v \left(1 + \frac{1}{2} K^2 \right) \Rightarrow K^2 \approx 2 \frac{\Delta v}{v} \quad (2.21)$$

2.2.3. Oberflächenwellen

Im vorangegangenen Abschnitt wurde der allgemeine Fall von Volumenwellen im Festkörper betrachtet. Für Oberflächenwellen müssen zusätzlich noch gewisse Randbedingungen erfüllt sein. Eine mechanisch nicht belastete Oberfläche weist verschwindende Kraftkomponenten senkrecht zur Oberfläche (x_3 -Richtung) auf. Daher gilt:

$$T_{31} = T_{32} = T_{33} = 0 \quad \text{bei } x_3 = 0 \quad (2.22)$$

Für die elektrischen Randbedingungen sind vor allem zwei Fälle wichtig:

1. Elektrisch freie Oberfläche:

Besitzt die Oberfläche keine Leitfähigkeit, so sind das elektrische Potential und die dielektrische Verschiebung stetig bei $x_3 = 0$. Die Geschwindigkeit der Oberflächenwelle wird als v_{oc} (oc: open circuit) bezeichnet.

2. Metallisch leitende Oberfläche:

Ist die Oberfläche eine Äquipotentialfläche mit hoher elektrischer Leitfähigkeit (sehr dünne nahezu masselose Metallschicht), so besitzt die Welle die Geschwindigkeit v_{sc} (sc: short circuit). Dabei schließt die Schicht das durch die Piezoelektrizität hervorgerufene elektrische Feld kurz.

Die durch die Randbedingungen eingeschränkten Wellengleichungen lassen sich aufgrund der starken Inhomogenität nur noch numerisch lösen. Als Resultat ergibt sich eine Welle, welche sich mit der Geschwindigkeit v_{SAW} parallel zur Oberfläche ausbreitet und senkrecht zur Oberfläche exponentiell abklingt. Die genaue Art der Oberflächenwelle hängt dabei vom betrachteten Kristallschnitt ab. Im Falle eines LiNbO_3 128° rot. YX-Schnitts tritt eine Rayleigh-Welle auf. Dabei führt die Überlagerung aus longitudinalem und transversalem Anteil zu einer elliptischen Bewegung der oberflächennahen Atome. Aus den beiden experimentell bestimmbaren Geschwindigkeiten v_{oc} und v_{sc} lässt sich auch der effektive elektromechanische Kopplungskoeffizient bestimmen. Hierbei gilt:

$$\frac{K_{eff}^2}{2} = \frac{v_{oc} - v_{sc}}{v_{oc}} \quad (2.23)$$

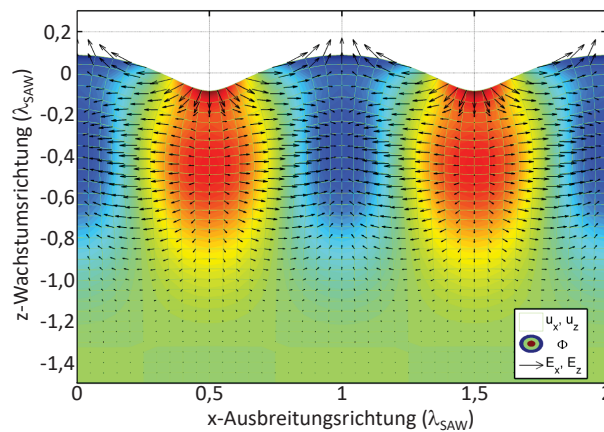


Abb. 2.6.: Mechanische und elektrische Felder einer Oberflächenwelle. Dabei stellt das Gitter die Auslenkung u_x, u_z , die Farbkodierung das elektrische Potential Φ (blau < grün < rot) und die Pfeile das elektrische Feld E_x, E_z dar [25].

2.2.4. Erzeugung von akustischen Oberflächenwellen

Nach der theoretischen Beschreibung soll nun geklärt werden, wie sich solche Wellen auf piezoelektrischen Kristallen erzeugen lassen. Wie bereits zuvor erwähnt, hängt die genaue Modenart vom Kristallschnitt ab. In Tabelle 2.4 sind daher die gängigsten Schnitte für Lithiumniobat und Galliumarsenid aufgeführt. Hieraus lässt sich ablesen, dass sich der LiNbO_3 128° rot. YX-Schnitt (X gibt hier die Ausbreitungsrichtung an) sehr gut als Material für Oberflächenwellenbauelemente eignet, da hier eine relativ hohe Wellengeschwindigkeit vorherrscht und der Kopplungskoeffizient um ca. einen Faktor 100 höher als für GaAs ist.

	LiNbO_3				GaAs
Kristallschnitt	Y	128° rot. Y	64° rot. Y	41° rot. Y	[100]
Ausbreitungsrichtung	Z	X	X	X	[011]
Wellenmode	Rayleigh	Rayleigh	Scherwelle	Scherwelle	Rayleigh
Geschwindigkeit der Welle v_{oc}	3488 m/s	3980 m/s	4695 m/s	4751 m/s	2864 m/s
Kopplungskonstante K_{eff}^2	4,6 %	5,6 %	10,4 %	15,7 %	0,064 %
Kristallschnitt (Skizze)	<p>Y cut, Z prop. rot. 128° Y cut, X prop. rot. 64° Y cut, X prop. rot. 41° Y cut, X prop.</p>				

Tabelle 2.4.: Kristallschnitte für die Erzeugung von Rayleigh- und Scherwellen und zugehörige Parameter wie Wellengeschwindigkeit und Kopplungsstärke [26, 27].

Die Erzeugung von Rayleigh-Wellen lässt sich auf elektrischem Wege durchführen. Dazu wird direkt auf das Piezoelektrikum eine metallische Elektrode aufgedampft. Diese wird als Interdigitalwandler (engl. interdigital transducer, IDT) bezeichnet und wurde erstmals von White und Voltmer im Jahre 1965 beschrieben [28]. Dabei besteht die Elektrode aus zwei nicht miteinander verbundenen kammartigen Strukturen und ist in Abbildung 2.7 für zwei gängige Ausführungen dargestellt. In der denkbar einfachsten Ausführung besitzen sowohl die geraden Finger als auch die Abstände zwischen ihnen einen Abstand d und somit ein Tastverhältnis von 1:1. Durch das Kontaktieren und Anlegen einer hochfrequenten Wechselspannung (HF-Signal oder auch RF-Signal) an die beiden gegenüberliegenden horizontal verlaufenden Kontaktpads kann durch konstruktive Interferenz eine Oberflächenwelle der Wellenlänge $\lambda = 4d$ generiert werden, welche sich senkrecht zu den Fingern ausbreitet. Diese Wellenlänge entspricht damit auch der Periodizität p des Wandlers. Die Resonanzfrequenz dieses Bauteils hängt in erster Näherung nur von der verwendeten Periodizität und der Wellengeschwindigkeit v_{SAW} des Substratmaterials ab. Durch

Kenntnis der Wellengeschwindigkeit und des Fingerabstandes kann die Eigenfrequenz des IDT bestimmt werden:

$$f_{\text{SAW}} = \frac{v_{\text{SAW}}}{\lambda_{\text{SAW}}} \quad (2.24)$$

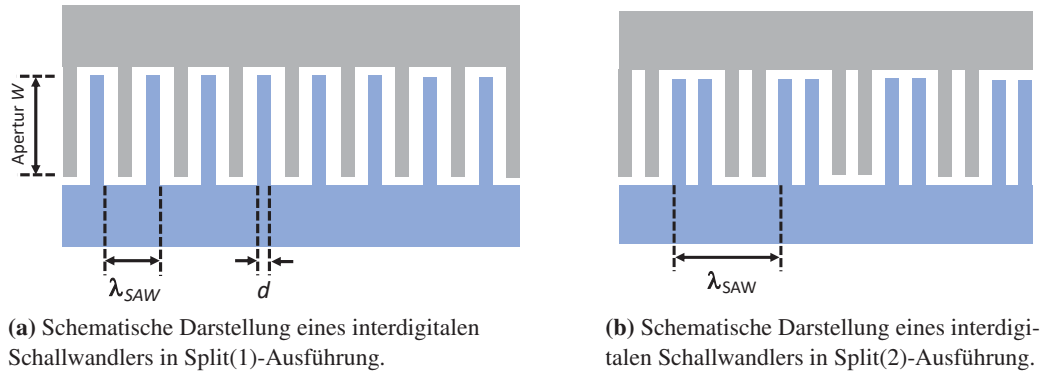


Abb. 2.7.: Gezeigt sind zwei unterschiedliche Ausführungen von IDTs, wobei die Wellenlänge der akustischen Oberflächenwelle durch die Periodizität der Finger gegeben ist. In beiden Fällen ist der Abstand zwischen den einzelnen Fingern der Metallelektrode genauso groß wie die Breite der Finger. Die Apertur W gibt dabei den Bereich an, in dem sich die Oberflächenwelle senkrecht zu den Fingern ausbreitet.

In dieser Ausführung wird der Piezoeffekt ausgenutzt, um mittels einer Wechselspannung eine periodische Deformation zu erzeugen, welche sich ausbreitet. Man kann allerdings diesen Prozess auch umkehren und den inversen Piezoeffekt dazu benutzen, eine SAW mittels eines Interdigitalwandlers zu detektieren. Passen Wellenlänge und Eigenfrequenz des IDTs zusammen, so erzeugt eine Welle eine periodische Deformation des Substrats und somit auch der Finger, wodurch ein HF-Signal an den Pads abgegriffen werden kann (vgl. Abbildung 2.8).

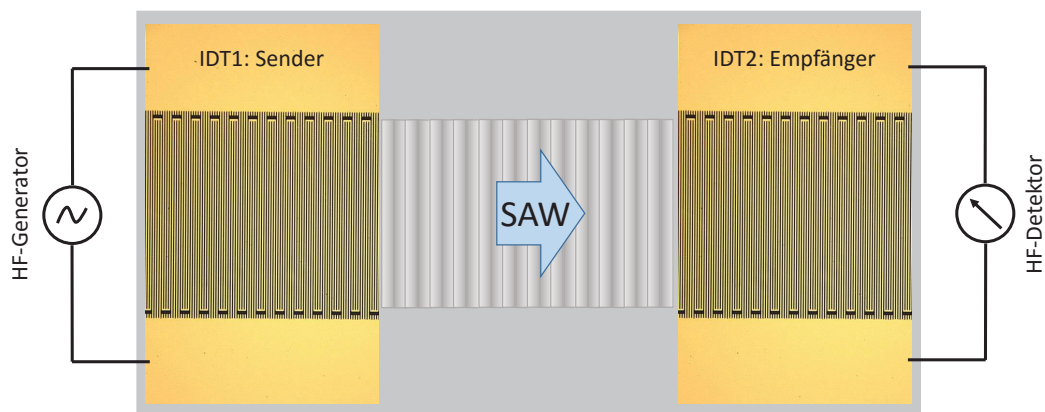


Abb. 2.8.: Verzögerungsleitung bestehend aus zwei Schallwandlern mit gleicher Resonanzfrequenz. Der erste IDT dient dabei als Sender für die Erzeugung der akustischen Welle und ist an einen HF-Generator angeschlossen. Der zweite Schallwandler wandelt die aufgrund der endlichen Geschwindigkeit der SAW zeitverzögert ankommende Welle wieder zurück in ein elektrisches Signal, welches detektiert werden kann.

Eine Anordnung aus zwei gegenüberliegenden Schallwandlern mit gleicher Eigenfrequenz wird als Verzögerungsleitung (engl. delayline) bezeichnet. Mit Hilfe dieser kann bei bekannten Eingangsgrößen wie Resonanzfrequenz und Abstand, aus der Laufzeit der Welle auch die Geschwindigkeit der Oberflächenwelle ermittelt werden. Neben der einfachsten Ausführung dieser Schallwandler (No-Split oder Split(1)-IDTs) gibt es auch aufwändigere Designs. Sind immer abwechselnd zwei Finger auf dem selben Potential, spricht man von Split(2)-IDTs bzw. sind n Finger auf dem einen, gefolgt von n Fingern auf dem anderen, so handelt es sich um einen Split(n)-IDT. Der Vorteil dieser Schallwandler besteht darin, dass sich auch höhere Harmonische anregen lassen. Aufgrund der Interferenzbedingungen lassen sich so Oberflächenwellen mit ungeradzahligem Vielfachen der Grundfrequenz f_0 erzeugen. Sind auch geradzahliges Vielfache der Grundfrequenz z.B. $4f_0$ gewünscht, kann das Design daraufhin verändert werden. In dieser Arbeit werden hauptsächlich Split(4)-IDTs verwendet, da sie es in der Regel erlauben, vier oder mehr unterschiedliche Frequenzen für Versuche mit ein und der selben Elektrode zu erzeugen. Es sei hier auch noch erwähnt, dass für spezielle Einsatzzwecke auch weitere Geometrien dieser Wandler eingesetzt werden. So können die Fingerabstände auch linear über die Apertur W (senkrechter Abstand zwischen den Pads) kleiner werden. In diesem Fall spricht man von einem verjüngten IDT (engl. tapered-IDT), welcher es erlaubt, ein begrenztes Spektrum an Eigenfrequenzen zur Verfügung zu stellen. Zudem können auch fokussierende Schallwandler hergestellt werden. Diese verfügen dann über die Fähigkeit, die Wellen in einem Brennpunkt zu konzentrieren, ähnlich wie es bei einer optischen Linse mit Licht geschieht. Grundsätzlich gibt es einige Parameter, die es bei der Entwicklung von Schallwandlern zu berücksichtigen gilt und hier nochmals kurz aufgeführt werden sollen:

- Durch die Geometrie lassen sich bestimmte Welleneigenschaften erzeugen. So kann man mit Hilfe von geraden Split- n Wandlern auch höhere Harmonische erzeugen. Hierbei lassen sich in der Regel nur ungeradzahlige der Grundfrequenz f_0 erzeugen.
- Die Wellenlänge der SAW wird durch die Periodizität p des Wandlers vorgegeben.
- Die Breite der Wellenfront und damit die Energieverteilung wird durch die Apertur W vorgegeben.
- Die Anzahl der Fingerpaare beeinflusst die abgestrahlte Leistung aufgrund des Interferenzeffekts, kann aber auch bei zu hohen Fingerzahlen zu Problemen durch Reflexionen führen.
- Das Verhältnis zwischen Metallisierung und freier Oberfläche (Tastverhältnis).
- Die Metallisierungsdicke spielt vor allem für die mechanische Dämpfung der Welle eine Rolle und kann bei zu großen Werten zu einer Beeinträchtigung der Wellenausbreitung führen.

2.3. Eigenschaften von Halbleiterquantenpunkten

In Unterabschnitt 2.1.1 wurde bereits auf die wichtigen strukturellen und optischen Eigenschaften von Galliumarsenid eingegangen. Im nun folgenden Kapitel soll dieses Grundmaterial durch eine Heterostruktur erweitert werden. Das Abscheiden eines Materials mit geringerer Bandlücke wie Indiumarsenid (InAs) führt durch die unterschiedliche Gitterkonstante zu einem ersten Lagenwachstum. Durch die zunehmende Verspannung und die Bestrebung des Systems diese auszugleichen, bilden sich im weiteren Verlauf anstelle geschlossener Schichten kleine Inseln aus. Diese niederdimensionalen Strukturen, welche als Quantenpunkte (engl. quantum dot, QD) bezeichnet werden, führen zu einem quantenmechanischen Einschluss von Ladungsträgern. Dadurch ändern sich lokal sowohl die Bandstruktur des Gesamtmaterials als auch dessen optische Eigenschaften. Im ersten Abschnitt wird dabei auf die theoretische Herstellung dieser Strukturen eingegangen und dargelegt, welche Parameter bei der Fabrikation eine wichtige Rolle spielen. Anschließend werden die optischen Eigenschaften des so gewonnenen Materials genauer beleuchtet. Die im Photolumineszenzexperiment erzeugten unterschiedlichen Exzitonen in einem solchen QD lassen sich mit Hilfe bestimmter Verfahren unterscheiden. Am Ende dieses Abschnitts wird aufgezeigt, wie sich elektrische Felder dazu verwenden lassen, um bestimmte exzitonische Zustände zu erzeugen bzw. andere zu unterdrücken.

2.3.1. Wachstum von Halbleiterquantenpunkten

Mit Entwicklung der chemischen Gasphasenabscheidung (MOCVD) und der Molekularstrahlepitaxie (MBE) in den 1960er Jahren wurden zwei Verfahren bereitgestellt, um hoch präzise verschiedene Materialien aufeinander abzuscheiden.

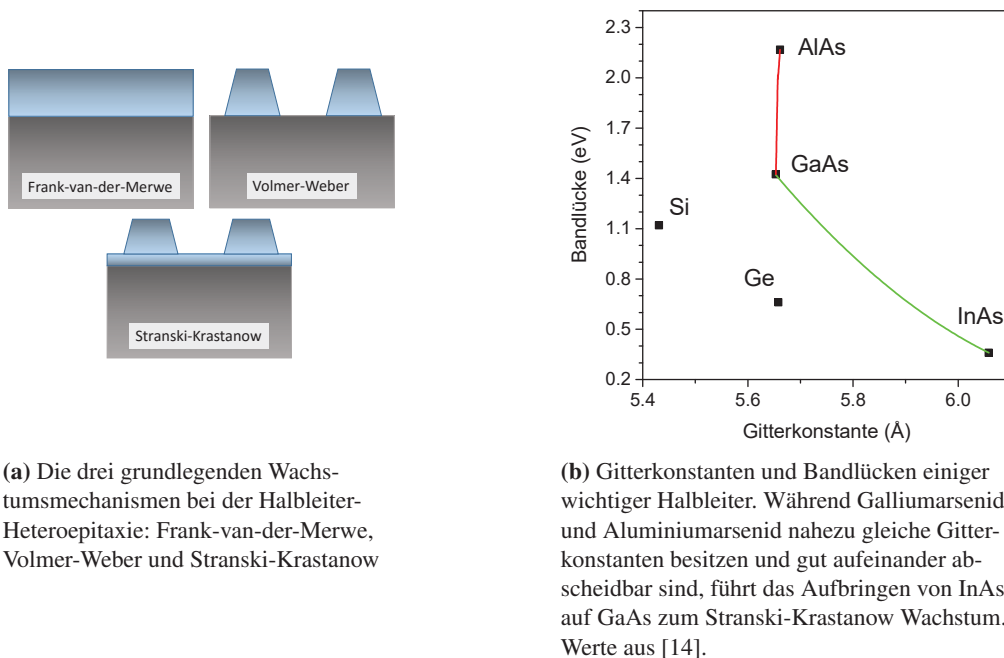


Abb. 2.9.: Wachstumsmodi und wichtige Gitterkonstanten von AlAs, GaAs und InAs, welche für die hier betrachteten Proben eine entscheidende Rolle spielen.

Grundsätzlich lassen sich dabei drei Wachstumsformen unterscheiden [29–31]. Diese hängen sowohl von der Gitterkonstanten der beiden Materialien ab, als auch von den zu betrachtenden Oberflächenenergien. Sind beide Gitterkonstanten annähernd identisch, so tritt entweder das Frank-van-der-Merwe (FvdM) oder das Volmer-Weber (VW) Wachstum auf. Betrachtet man die Oberflächenenergie des Substrats E_α und des Abscheidematerials E_β sowie die Grenzflächenenergie E_γ , so gilt hier einerseits $E_\alpha > E_\beta + E_\gamma$ (FvdM) wie es bei Ga(Al)As auftritt und andererseits $E_\alpha < E_\beta + E_\gamma$ (VW), das zum Beispiel für das Materialsystem In(Ga)N/GaN gilt. Unterscheiden sich beide Gitterkonstanten deutlich, so tritt eine andere Wachstumsform auf. Diese wird als Stranski-Krastanow (SK) bezeichnet und führt zu einem ersten dünnen und stark verspannten Lagenwachstum. Diese Benetzungsschicht (engl. wetting layer, WL) wächst bis zu einer kritischen Dicke heran, gefolgt von der Formierung kleiner Inseln. Dieses Inselwachstum stellt einen energetisch günstigeren Zustand dar, da zwar so eine höhere Oberflächenenergie auftritt, aber im Gegenzug dazu die Verspannungsenergie deutlich reduziert wird. Wird auf die Quantenpunkte eine weitere dünne Schicht des Grundmaterials aufgebracht und anschließend erneut ein Dot-Wachstum induziert, so führen die bereits vorhandenen Verspannungen dazu, dass sich wiederum Inseln an den gleichen x-y-Positionen bilden. Dies wird ausgenutzt, um sogenannte vertikal gestapelte Doppeldotstrukturen (Quantenpunkt-Moleküle) zu generieren. Prinzipiell lässt sich dieses Verfahren wiederholen, um die Anzahl der Stapelungen zu erhöhen. Durch die sehr dünne Trennschicht besteht eine quantenmechanische Kopplung innerhalb eines solchen Moleküls.

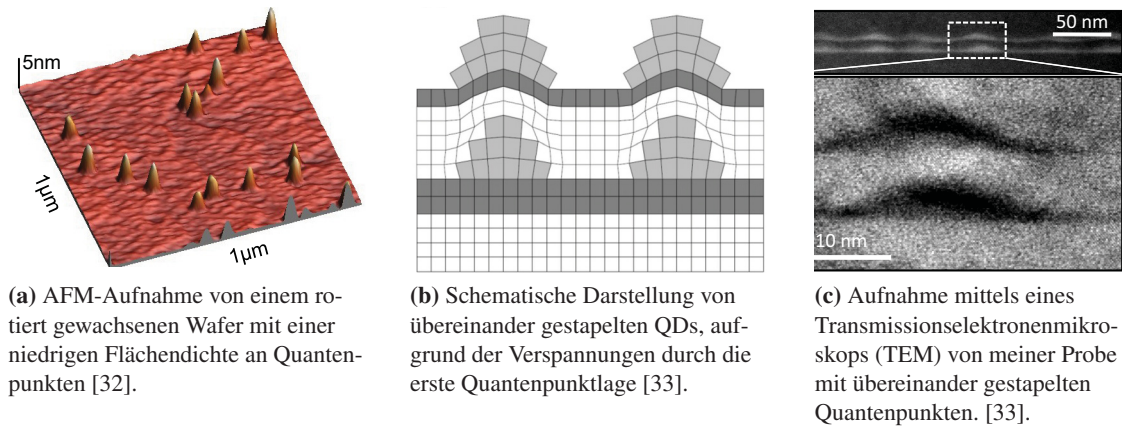


Abb. 2.10.: Einzelne Quantenpunkte und Quantenpunkt-Moleküle zeigen die Größenverhältnisse und die statistische Verteilung sowie den Mechanismus der Stapelung mehrere QDs.

In dieser Arbeit werden ausschließlich selbstorganisierte InGaAs-Quantenpunkte innerhalb einer Galliumarsenid-Matrix betrachtet. Dabei ist sowohl die Größe, die Größenverteilung als auch die Flächendichte durch geeignete Wachstumsparameter in gewissen Grenzen einstellbar. In der Regel besitzt ein so erzeugter Quantenpunkt eine Höhe von 3-5 nm und eine leicht elliptische Grundfläche mit einer Halbachse im Bereich von 15-20 nm. Die Flächendichte hängt zudem stark vom verwendeten Fabrikationsverfahren ab. Im Rotationswachstum erfolgt die Abscheidung der Materialien während der Wafer rotiert. Dies führt zu einer sehr gleichmäßigen aber meist auch sehr hohen Flächendichte. Ein Verfahren, um auch sehr geringe Flächendichten zu erzeugen, besteht im sogenannten Gradientenwachstum. Dabei wird die Rotation des Wafers während der Prozessierung zeitweise gestoppt. Da beim MBE-Verfahren Indium und Gallium aus zwei unterschiedlichen Richtungen auf die Oberfläche treffen, bilden sich auf

der Seite der Indium-Quelle mehr und größere Quantenpunkte. Auf der Seite der Gallium-Quelle hingegen findet aufgrund des zu niedrigen Indiumanteils kein Inselwachstum statt. In der Mitte der Halbleiterscheibe ergibt sich daher ein schmaler Bereich, bei dem die Flächendichte sehr gering ist und einzelne QDs für Experimente herangezogen werden können. Auf die genauen Wachstumsparameter und die daraus resultierenden Wafer wird in Abschnitt 3.2 nochmals genauer eingegangen. Ein großer Vorteil von selbstorganisierten Quantenpunkten besteht neben ihrer guten optischen Aktivität darin, dass sie bereits bei der Herstellung in komplexe Strukturen, wie sie für Laser oder optische Modulatoren benötigt werden, eingebunden werden können.

2.3.2. Optische Eigenschaften von Quantenpunkten

Führt man ein Photolumineszenzexperiment mit geringer Anregungsleistung an einem einzelnen Quantenpunkt durch, so erhält man als Resultat ein Spektrum mit einigen wenigen Emissionslinien. Dieses erinnert stark an ein Atomspektrum, weshalb QDs manchmal auch als künstliche Atome bezeichnet werden. Beleuchtet man hingegen einen größeren Bereich, mit einer hohen Flächendichte an Quantenpunkten, so ergibt sich aufgrund der Größenverteilung eine Überlagerung der Einzelspektren, was in einem relativ breiten Spektrum resultiert. Durch das Einbringen eines Fremdmaterials in die GaAs-Matrix ändert sich auch die Bandstruktur. Im Falle eines Quantenpunktes hat sich dabei gezeigt, dass für diesen in der x-y-Ebene ein parabolisches Einschlusspotential eine gute Näherung darstellt, wohingegen die Wachstumsrichtung (z-Achse) als dünner Quantentopf (engl. quantum well, QW) angesehen werden kann.

Quantentopfpotential

Ein Quantentopf, wie ihn auch die nur wenige Monolagen dicke Benetzungsschicht darstellt, besitzt für unendlich hohe Barrieren das Potential:

$$\begin{aligned} V(z) &= 0 ; 0 \leq z \leq d \\ V(z) &= \infty ; \text{sonst} \end{aligned} \quad (2.25)$$

Die Lösung für ein solches Potential ist allgemein bekannt und findet sich zum Beispiel in den Quellen [34, 35]. Die Energieeigenwerte und Wellenfunktionen lassen sich mit Hilfe eines Separationsansatzes und unter Berücksichtigung der Anschlussbedingungen an den Potentialgrenzen mit Hilfe der zeitunabhängigen Schrödingergleichung bestimmen. Für einen unendlich hohen Potentialtopf ergeben sich damit die nachfolgenden Wellenfunktionen und Energieeigenwerte in z-Richtung:

$$\begin{aligned} E_n &= \frac{\hbar^2 \pi^2}{2md^2} \cdot n^2 \\ \psi_z &= \sqrt{\frac{2}{d}} \sin\left(\frac{\pi}{d} \cdot n \cdot z\right) \end{aligned} \quad (2.26)$$

mit $n = 1, 2, 3, \dots$

Auch im Falle eines endlichen Potentialtopfes, welcher die realen Strukturen besser beschreibt, ergibt sich eine quadratische Abhängigkeit der Energieeigenwerte. Diese sind allerdings in ihrer Anzahl beschränkt und die Wellenfunktion kann in die Potentialbarriere eindringen, wodurch sich die Anschlussbedingungen ändern. Für die beiden anderen Richtungen besteht im QW keine direkte Einschränkung.

Die Energie ist dabei proportional zum Quadrat des Wellenvektors ($E(x,y) \propto k_x^2 + k_y^2$) und ist damit verantwortlich für das Auftreten von Subbändern.

Quantenpunktpotential

Die Quantisierung in z-Richtung erlaubt es, aufgrund der geringen Höhe des QDs, nur einen gebundenen Zustand für sowohl Elektronen als auch für Löcher zu betrachten. Da im Quantenpunkt nun eine weitere Einschränkung der Bewegungsfreiheit der Ladungsträger in der (x,y)-Ebene durch ein parabolisches Einschlusspotential erfolgt, ergeben sich auch im Gegensatz zum QW andere Energieeigenwerte. Die Energien werden im zweidimensionalen Fall durch Einführung einer radialen Quantenzahl $n = 1, 2, \dots$ und einer Bahndrehimpulsquantenzahl $m = -n, -n+2, \dots, +n$ zu

$$E_{n,m}^{x,y} = (n+1)\hbar\omega \quad (2.27)$$

Wegen des Spins der Ladungsträger ist jedes Energieniveau $2(n+1)$ -fach entartet. Obwohl bei Atomen ein dreidimensionales Zentralfeld betrachtet wird, hat es sich auch bei QDs durchgesetzt, die dort übliche Nomenklatur s, p, d, f, \dots für die Energieniveaus heranzuziehen. Befindet sich der Quantenpunkt im Grundzustand (engl. crystal ground state, cgs), wobei das VB mit Elektronen vollständig gefüllt ist und sich im LB keine Ladungsträger befinden, so können die einzelnen Energieniveaus sukzessive und unter Berücksichtigung des Pauli-Prinzips mit Ladungsträgern befüllt werden. Im ersten Niveau $E_s = E_{0,0}$ finden somit zwei Elektronen bzw. Löcher mit entgegengesetztem Spin Platz. Das zweite $E_p = E_{1,-1} = E_{1,+1}$ ist in der Lage vier Ladungsträger aufzunehmen. Streng genommen gilt die Entartung nur für Quantenpunkte mit einer exakt runden Grundfläche und führt im Falle einer elliptischen Basis zu einer Aufhebung der Entartung. Für die später diskutierten optisch aktiven Zustände genügt es, sich in erster Linie auf die unterschiedlichen Konfigurationen im s-Zustand zu beschränken.

2.3.3. Exzitonen und deren Unterscheidung

Durch einen optischen Puls genügend hoher Energie lassen sich im s-Niveau vier unterschiedliche Exzitonen erzeugen. Diese gebundenen Zustände unterscheiden sich hinsichtlich der Ladung und der beim Zerfall erzeugten Photonenenergie. Die zwei neutralen Exzitonen bestehen dabei aus einem Elektron und einem Loch (neutrales Exziton, X^0) beziehungsweise aus zweien dieser Ladungsträger (Biexziton, $2X^0$). Dabei zerfällt das Biexziton durch Rekombination eines Elektron-Loch-Paars in den X^0 -Zustand, welcher unter einer weiteren Photonenabstrahlung in den Grundzustand rekombinieren kann. Die beiden geladenen Spezies sind das negativ geladene (X^-) und das positiv geladene (X^+) Exziton, welche auch als Trion bezeichnet werden. Bei der Rekombination verbleibt hier allerdings ein Ladungsträger im Quantenpunkt, wodurch der cgs nicht erreicht wird.

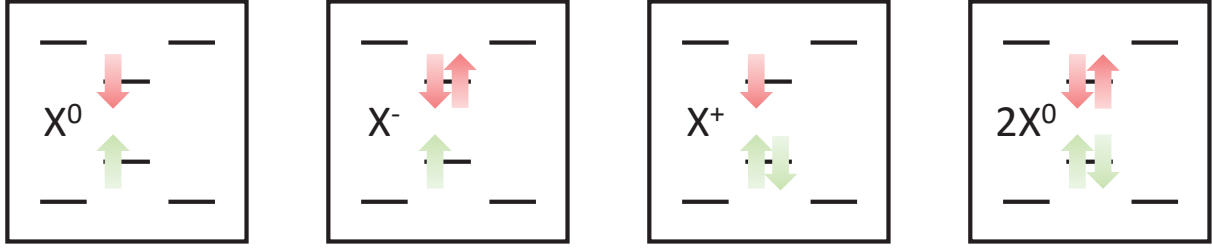


Abb. 2.11.: Die vier s-Schalen Exzitonen von links nach rechts: Neutrales Exziton X_s^0 , negativ geladenes Exziton X_s^- , positiv geladenes Exziton X_s^+ und neutrales Biexziton $2X_s^0$. Elektronen und ihr Spin sind dabei als rote Pfeile dargestellt, wogegen Löcher durch grüne Pfeile repräsentiert werden.

Die Energie ΔE^{Photon} der emittierten Photonen ist dabei die Energiedifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand:

$$\Delta E^{Photon} = E^A - E^E \quad (2.28)$$

Unter Berücksichtigung der verschiedenen Zerfallswege und deren Endzustand (cgs bzw. ein verbleibender Ladungsträger im QD) sowie der Energie der Coulomb-Wechselwirkung V der einzelnen Elementarteilchen ergibt sich für die Energien damit:

$$\begin{aligned} \Delta E_{X^0} &= E^e + E^h - V^{eh} \\ \Delta E_{X^+} &= \underbrace{E^e + E^h - V^{eh}}_{\Delta E_{X^0}} - V^{eh} + V^{hh} \\ \Delta E_{X^-} &= \underbrace{E^e + E^h - V^{eh}}_{\Delta E_{X^0}} - V^{eh} + V^{ee} \\ \Delta E_{2X^0} &= \underbrace{E^e + E^h - V^{eh}}_{\Delta E_{X^0}} - 2V^{eh} + V^{hh} + V^{ee} \end{aligned} \quad (2.29)$$

Hierbei bezeichnen E^e und E^h die Energien von Elektron und Loch bezüglich des Grundzustands und $V^{xy} = \frac{e^2}{4\pi\epsilon} \langle \Psi_x \Psi_y | \frac{1}{|\vec{r}_x - \vec{r}_y|} | \Psi_x \Psi_y \rangle$ das Matrixelement der Coulomb-Energie. In vielen Fällen gilt dabei $V^{ee} < V^{eh} < V^{hh}$.

Da bei geringer Anregungsleistung die Bildung des neutralen Exzitons am wahrscheinlichsten ist und somit am häufigsten im Experiment ermittelt werden kann, stellt dies einen guten Referenzpunkt dar und man kann ihm eine relative Energie von 0 eV zuordnen. Die Photonenenergie der anderen Zustände lässt sich damit relativ zu diesem Referenzpunkt angeben. Typische Literaturwerte [11, 36–41] zeigen, dass das negative Exziton X^- um ca. -5 meV rotverschoben ist und das neutrale Biexziton $2X^0$ bei -3 meV bis -2 meV zwischen neutralem Exziton und negativ geladenem Exziton liegt. Das positiv geladene Exziton weist häufig eine Energie von ca. -2 meV oder 2 meV auf. Die genauen Werte und die exakte Lage der Emissionslinien im Spektrum hängen allerdings vom untersuchten System ab und sind somit nicht allgemeingültig.

Wie soeben erläutert wurde, kann die Photonenenergie nur eingeschränkt zur exakten Bestimmung des Exzitonenzustands verwendet werden. Eine bessere Methode stellt die Untersuchung der Emission in

Abhängigkeit von der Anregungsleistung dar (Leistungsserie). Hierzu wird in der Regel ein Dauerstrichlaser (engl. continuous wave, cw) verwendet und die Intensität der Exzitonenemission gegen die Laserleistung P_L aufgetragen. Ist die Einfangrate von Ladungsträgern durch den Quantenpunkt unabhängig vom aktuellen Besetzungszustand und gilt für die Anzahl der generierten Ladungsträger $g \propto P_L$, so kann die Poisson-Statistik $W_g(m) = \frac{g^m}{m!} \exp(-g)$ verwendet werden. $W_g(m)$ gibt damit die Wahrscheinlichkeit an, genau m Exzitonen in einem Quantenpunkt vorzufinden. Die Intensität I einer Emissionslinie ist proportional zur Besetzungswahrscheinlichkeit $W_g(m)$. Unter Verwendung der Rechenregeln für Logarithmen $\log(xy) = \log(x) + \log(y)$ bzw. $\log(x^y) = y \cdot \log(x)$ lässt sich so ein Zusammenhang zwischen der Intensität und der verwendeten Laserleistung herleiten:

$$\begin{aligned} g &\propto P_L \text{ und } I_X \propto W_g(m) \\ \Rightarrow W_g(m) &\propto I_X \propto \frac{P_L^m}{m!} \exp(-g) = \frac{1}{m!} P_L^m \exp(-g) \\ \Rightarrow \log(I_X) &\propto m \log(P_L) \\ \Rightarrow m &\propto \frac{\log(I_X)}{\log(P_L)} \end{aligned} \tag{2.30}$$

Die Größe m gibt damit sowohl die Anzahl der Exzitonen wieder als auch die Steigung in einer doppelt-logarithmischen Auftragung von $I_X(P_L)$. Für das neutrale Exziton X^0 gilt $m = 1$ wodurch erwartet wird, dass die Besetzungswahrscheinlichkeit linear mit der Anregungsleistung steigt. Für das Biexziton $2X^0$ hingegen wird aufgrund von $m = 2$ eine quadratische Abhängigkeit erwartet. Durch den kontinuierlichen Nachschub von Ladungsträgern während der Dauerstrichanregung führt eine Erhöhung der Laserleistung allerdings auch zu einer schnell wachsenden Population von Exzitonen, wodurch die darunterliegenden Niveaus am Zerfall gehindert werden. Dies ist im Falle einer gepulsten Anregung nicht zwangsläufig gegeben, da hier je nach verwendetem Pulsintervall die komplette Zerfallskaskade bis in den cgs durchlaufen werden kann.

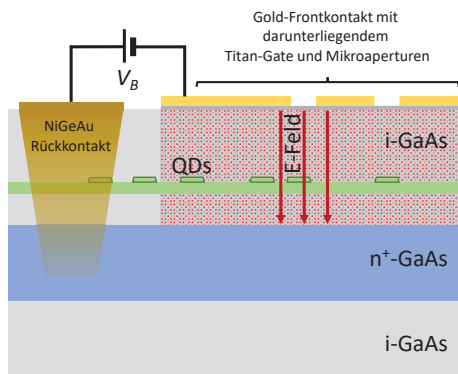
Eine weitere Methode, um zwischen neutralen und geladenen Exzitonen zu differenzieren, stellen polarisationsabhängige Messungen dar. Hierbei werden die unterschiedlichen Spin-Konfigurationen der beteiligten Ladungsträger betrachtet und Rückschlüsse auf die dadurch resultierende Polarisation der Photonen getätigt. Einzelheiten dazu finden sich in [42].

2.3.4. Externe Kontrolle von exzitonischen Zuständen

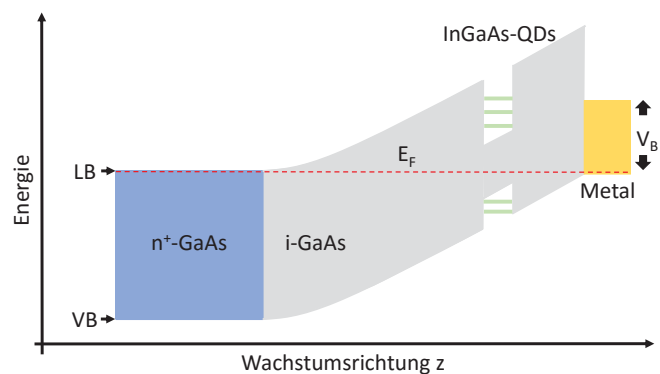
Da beim selbstorganisierten Wachstum von Quantenpunkten stets eine statistische Größenverteilung stattfindet, ist eine externe Kontrolle der Quantenpunktemission die Grundlage dafür, dass diese in zukünftigen Technologien eingesetzt werden kann. Eine weit verbreitete und bereits gut erforschte Möglichkeit besteht in dem Einsatz eines statischen elektrischen Feldes. Mit dessen Hilfe lässt sich zum einen sowohl der Besetzungszustand [10, 11] steuern und zum anderen auch die Emissionsenergie [13] in gewissen Grenzen einstellen. Eine weitere Möglichkeit der Einflussnahme auf die emittierte Wellenlänge der Photonen stellen induzierte Verspannungen innerhalb des Halbleitermaterials dar [43–46]. Dies kann zum Beispiel statisch mittels eines Piezo-Aktuators geschehen [47] oder dynamisch durch den Einsatz von akustischen Oberflächenwellen [48].

Statische elektrische Felder

Ein Konzept, um ein statisches elektrisches Feld entlang der Wachstumsrichtung eines QDs zu erzeugen, besteht darin, diesen in eine Diodenstruktur einzubetten. Dabei können bereits beim MBE-Wachstum die benötigten dotierten Schichten gezielt erzeugt werden. Je nach Schichtstruktur lassen sich dabei zwei häufig verwendete Typen von Halbleiterdioden unterscheiden. Befindet sich der Quantenpunkt im intrinsischen Bereich zwischen einer p- und einer n-dotierten Schicht (pin-Struktur oder pin-Diode bzw. nip-Diode), so können sowohl Elektronen als auch Löcher gesteuert werden. Im Falle, dass nur eine Ladungsart durch die Gate-Spannung V_g beeinflusst werden soll, können Schottky-Dioden verwendet werden. Dabei wird anstelle eines pn-Übergangs ein Halbleiter-Metall-Kontakt generiert, welcher an der Grenzfläche zu einer Verarmungszone führt. Für den genauen Schichtaufbau der in dieser Arbeit verwendeten Dioden siehe Abschnitt 3.2. Durch das Einbringen von Aperturen mit einem Durchmesser von 200 – 1000 nm in den oben gelegenen Frontkontakt ergibt sich eine Schattenmaske womit sich einzelne Quantenpunkte leichter selektieren lassen. Um zu gewährleisten, dass das elektrische Feld auch im Bereich der Aperturen homogen ist und eine Anregung mittels eines Lasers erzielt werden kann, wird bei Schottky-Dioden eine ca. 5-10 nm dicke semitransparente Titanschicht (Schottky gate) zwischen Frontkontakt und intrinsischem Material aufgebracht.



(a) Schematische Darstellung einer Schottky-Diode. Auf der Oberfläche ist zuerst ein semitransparentes Titan-Gate und anschließend ein Gold-Kontakt aufgebracht, in dem sich Mikroaperturen zur späteren QD-Selektion befinden. Die Kontaktierung der n-Schicht erfolgt über einen einlegierten NiGeAu-Kontakt. Eine zwischen beiden Kontakten angelegte Spannung erzeugt ein elektrisches Feld senkrecht zur QD-Wachstumsrichtung.



(b) Banddiagramm einer Schottky-Diode. In der intrinsischen Schicht sind InGaAs-Quantenpunkte eingebettet. Durch Verstellen der über die Diode abfallenden Spannung kann die Fermienergie E_F in Resonanz mit den einzelnen Niveaus des QD gebracht werden, so dass Elektronen durch die dünne Dreiecksbarriere tunneln können. Durch Coulomb-Blockade kann so eine wohl definierte Anzahl an Ladungsträgern in den Punkt gebracht werden.

Abb. 2.12.: Aufbau und Banddiagramm einer Schottky-Diode. Anstelle des hier gezeigten einlegierten Rückkontakts wurde bei Hybridproben eine metallische Schicht auf dem Zielsubstrat als Kontakt verwendet.

Durch den Metall-Halbleiter-Kontakt ergibt sich eine Diffusionsspannung (engl. built-in voltage, V_{bi}), die bei GaAs-basierten Strukturen meist bei einem Wert von $\approx 0,8$ V liegt. Das Fermi-niveau ist dabei nahe der Leitungsbandkante im n-dotierten Material fixiert. Das Anlegen einer Spannung V_g zwischen Frontkontakt (Metall) und Rückkontakt (n-GaAs) bewirkt dabei je nach Vorzeichen eine Vergrößerung oder Erniedrigung der effektiven Spannung $V_{eff} = V_{bi} - V_g$. Stellt man zu Beginn eine deutlich nega-

tive Spannung ein, so befinden sich alle Energielevel des Quantenpunktes über dem Fermi-niveau und Elektronen können nicht in den QD gelangen. Durch Verändern der Gate-Spannung zu positiven Werten hin bewegt sich das s-Niveau unter die Fermikante und ein Elektron kann die dünne Dreiecksbarriere durchtunneln und so vom Quantenpunkt eingefangen werden. Ein weiteres Elektron kann aufgrund der Coulomb-Blockade nicht bei der selben Spannung im QD lokalisiert werden. Wird die angelegte Spannung weiter verändert, so können sukzessive weitere Ladungsträger die Niveaus des Quantenpunktes besetzen.

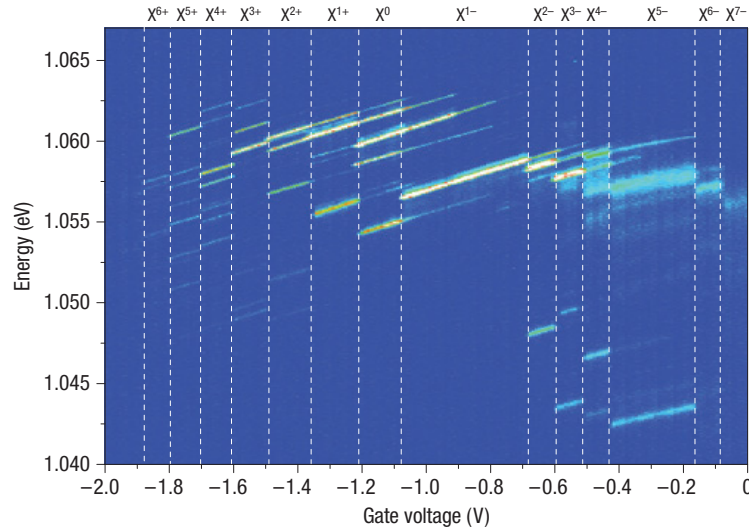


Abb. 2.13.: Beladungsdiagramm eines einzelnen InAs/GaAs-Quantenpunktes. Die Photolumineszenzenergie ist dabei gegen die Diodespannung aufgetragen und die Intensität ist farbcodiert wiedergegeben. Die weißen Strichlinien markieren Beladungsereignisse [49].

Im Falle von starker Dotierung und einem dicken intrinsischen Bereich d_i kann auch das elektrische Feld E_{el} abgeschätzt werden. Dieses ergibt sich zu:

$$E_{el} = \frac{V_{bi} - V_g}{d_i} \quad (2.31)$$

Für einen intrinsischen Bereich der Dicke $d_i = 300\text{nm}$ und eine typische Durchbruchspannung von ca. -10V ergibt sich so ein maximales elektrisches Feld von bis zu 360kV/cm .

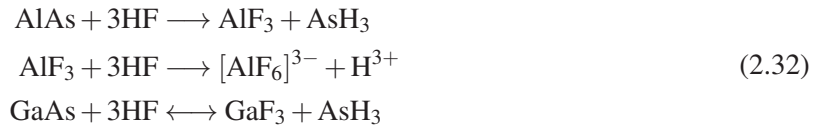
Induzierte Verspannungen

Eine weitere Möglichkeit der Emissionskontrolle besteht in der Induzierung von Druck- oder Zugspannungen innerhalb des Halbleitermaterials. Dazu wird meist eine dünne Membran des zu beeinflussenden Materials auf einen Piezoaktor aufgebracht. Durch Anlegen einer elektrischen Spannung mit positivem oder negativem Vorzeichen wird der Aktor gedehnt oder gestaucht, wodurch mechanische Spannungen in der darauf befindlichen Schicht erzeugt werden. Da die mechanischen Spannungen in einer Richtung größer sind als in der senkrecht dazu verlaufenden, ändert sich sowohl die Form als auch die Größe der Quantenpunkte geringfügig. Darüber hinaus verändert sich das Einschlusspotential und damit auch die Lage der energetischen Level. Detailliertere Informationen dazu finden sich in [50]. Mit Hilfe starker Piezoelektrika ist es so möglich, die einzelnen Emissionslinien um bis zu 20meV zu verschieben, ohne

Einbußen in der Intensität in Kauf nehmen zu müssen [47, 51]. Eine dynamische und periodische Änderung der QD-Emission kann mit den bereits in Abschnitt 2.2 beschriebenen akustischen Oberflächenwellen realisiert werden [45]. Dabei oszilliert die emittierte Wellenlänge sinusförmig mit der Frequenz der SAW um ihre Nulllage. Hierbei gilt es jedoch zu beachten, dass auf piezoelektrischen Materialien die Oberflächenwelle in der Regel auch von einem elektrischen Feld begleitet wird, welches einen deutlich größeren Einfluss aufweist als die mechanischen Verspannungen.

2.4. Grundlagen der Hybridisierung - Epitaktischer Lift-off

Bei den heutzutage genutzten Verfahren (MBE, MOCVD), um kristalline Schichtsysteme herzustellen, ist für ein sauberes Lagenwachstum eine annähernd identische Gitterkonstante der beiden Materialien nötig. Diese Tatsache beschränkt die Auswahl und die möglichen Materialkompositionen erheblich. Aus diesem Grund ist es auch nicht möglich, zum Beispiel eine GaAs-Heterostruktur direkt auf Lithiumniobat mit seiner Perowskitstruktur aufzuwachsen. Im Jahre 1987 entwickelte daher E. Yablonovich ein Verfahren, um Galliumarsenid basierte Schichtsysteme auf nahezu beliebige planare Oberflächen zu übertragen ohne dass die Gitterkonstante berücksichtigt werden muss [52]. Diese Technik wird epitaktischer Lift-off (ELO) genannt. Die Grundlage für dieses Verfahren besteht in der extrem hohen Selektivität beim Ätzen des Materialsystems GaAs/AlAs mittels Flusssäure (Hydrogenfluorid, HF), die in etwa $1 : 10^7$ beträgt. In [53] wird eine mögliche Erklärung dieser hohen Selektivität durch die Säure-Base-Theorie vorgeschlagen:



Das Aluminiumarsenid reagiert dabei zu dem in Säuren und Basen unlöslichen AlF_3 , welches in Anwesenheit von HF zum wasserlöslichen Komplex $[\text{AlF}_6]^{3-}$ weiter reagiert. Da das Gleichgewicht der Reaktion von GaAs mit HF stark auf der linken Seite liegt, findet hier kaum eine Umwandlung zu weiteren Reaktionsprodukten statt. Auf Grundlage des Lewis-Säure-Base-Konzepts lässt sich dies erklären. Eine stabile Verbindung entsteht, wenn eine harte Lewis-Säure mit einer harten Lewis-Base reagiert. Da es sich bei F^- um die härteste bekannte Lewis-Base handelt und Al^{3+} bzw. AlF_3 harte Lewis-Säuren sind, findet hier eine deutliche Reaktion statt. Da Gallium eine weiche Lewis-Säure und Arsen eine weiche Lewis-Base ist, ist GaAs gegen HF sehr beständig.

Neben der extremen Selektivität zeichnet sich dieses System auch dadurch aus, dass Aluminiumarsenid sehr leicht auf Galliumarsenid abgeschieden werden kann, da sich die beiden Gitterkonstanten nur geringfügig unterscheiden und so ein sauberes Lagenwachstum gewährleistet ist. Daher wird bereits beim Wachstum des Wafers direkt unterhalb der gewünschten Heterostruktur eine ca. 100 nm dicke Opferschicht (engl. sacrificial layer) erzeugt. Im Übertragungsprozess wird die Probe mittels eines speziellen Wachses beschichtet und in die Säure gehängt. Die Opferschicht wird dadurch entfernt und das Grundsubstrat fällt ab. Die gewünschte ELO-Schicht (Membran) verbleibt an der Aufhängung und kann, nach gründlichem Spülen mit Wasser, auf das neue Zielsubstrat gesetzt werden. Die Haftung der ELO-Schicht beruht dabei im wesentlichen auf van-der-Waals-Kräften [54]. Diese Kräfte sind dabei hauptsächlich durch die freien Oberflächenenergien bestimmt. Da vor dem Übertrag der Halbleiterschicht ein Wasserfilm an dessen Unterseite haftet, müssen drei Grenzflächenenergien betrachtet werden. Die Substrat-Film-Grenzflächenenergie γ_{sf} , die Grenzflächenenergie von Wasser und Substrat γ_{ws} , sowie die Wechselwirkung zwischen Wasser und Film γ_{wf} . Hierbei gilt:

$$\gamma_{sf} < \gamma_{ws} + \gamma_{wf} \quad (2.33)$$

Nach Gleichung 2.33 wird das Wasser unter dem ELO-Film herausgedrängt und es findet eine Bindung zwischen Halbleiterschicht und Wirtssubstrat statt. Die Bindung durch van-der-Waals-Kräfte ist allerdings nicht besonders stark, weshalb die so gewonnene Probe anfällig für mechanische Beanspruchung

ist. Um dies zu verbessern, werden in der Literatur verschiedene Temperzyklen diskutiert, um die Bindungsenergie zu erhöhen [55]. Um eine weitaus stärkere Bindung herzustellen, kann das Wirtssubstrat zuvor auch mit einer dünnen Palladiumschicht versehen werden. Nach [56] gehen dabei Palladium und Galliumarsenid eine direkte Bindung ein, wodurch Pd_4GaAs entstehen soll. Diese Metallschicht kann im hier vorliegenden Fall dabei gleichzeitig als Kontakt für die Diodenstruktur eingesetzt werden. Neben diesem Standardprozess gibt es auch diverse Abwandlungen. So lassen sich zum Beispiel durch ein zusätzliches Gewicht (weight induced epitaxial lift-off, WIELO) [57] oder durch den Zusatz von Entschäumern und grenzflächenaktivierenden Substanzen in der Flusssäure [58] deutlich höhere Ätzraten erzielen, wodurch auch flächenmäßig größere Schichten hergestellt werden können.

Grundsätzlich lässt sich eine Unterscheidung der einzelnen Prozessschritte vor und nach dem Übertrag der Membran tätigen.

- Das Pre-Processing umfasst alle Arbeitsschritte, die vor dem Transferieren der Membran getätigt werden. Hierzu zählen das Einlegieren von ohmschen Kontakten, das Definieren von Metallstrukturen auf der Halbleiterschicht und dem Zielsubstrat sowie etwaige Ätzschritte.
- Das Post-Processing beinhaltet Techniken, die nach dem Aufbringen der ELO-Schicht durchgeführt werden. Erwähnt seien hier zum Beispiel die lithografische Definition bestimmter Strukturen und Geometrien, Metallbedampfungen, Ätzschritte sowie die Kontaktierung der einzelnen Komponenten.

Die genauen Prozessschritte und angewandten Techniken sowie der Hinweis auf etwaige Probleme und deren Lösung finden sich im Abschnitt 3.5 und Abschnitt 3.7. Einen groben Überblick über die in dieser Arbeit verwendeten Verfahren liefert die unten stehende Abbildung 2.14.

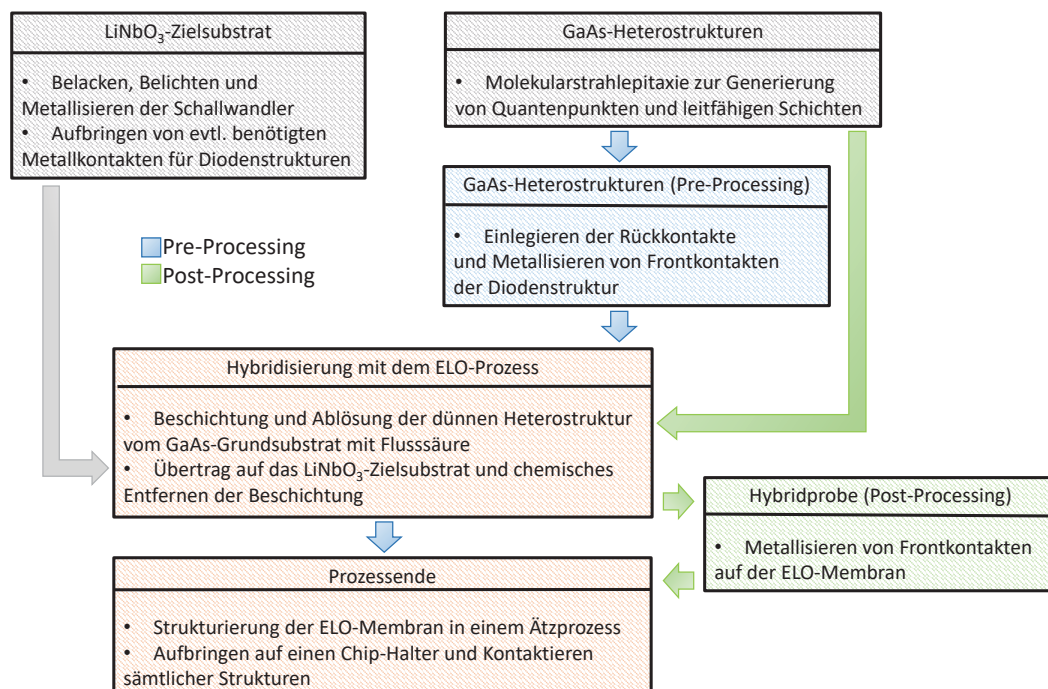


Abb. 2.14.: Überblick über den in dieser Arbeit eingesetzten ELO-Prozess.

Im Pre-Processing-Verfahren (Weg: Blaue Pfeile) werden dabei die Dioden vor dem Übertrag der Membran auf das neue Zielsubstrat realisiert.

Im Post-Processing-Verfahren (Weg: Grüne Pfeile) hingegen findet kein Eindiffundieren von Rückkontakten mehr statt, sondern eine auf das Lithiumniobat aufgebrachte Palladiumschicht dient hier der Kontaktierung der unten liegenden leitfähigen Schicht. Die GaAs-Heterostruktur wird dabei direkt auf diese Metallschicht des neuen Zielsubstrates transferiert und metallische Kontakte auf der Membran nachträglich aufgebracht. Dieses Verfahren wurde vor allem für spätere Proben herangezogen, da es zu deutlich besseren Ergebnissen bezüglich der Funktionsfähigkeit der Dioden führt. Siehe hierzu Unterabschnitt 3.7.2.

3. Design und Herstellung der Proben

*Der Wissenschaftler findet seine Belohnung
in dem, was Poincaré die Freude am Verstehen nennt,
nicht in den Anwendungsmöglichkeiten seiner Erfindung*

Albert Einstein

In diesem Kapitel wird die Herstellung der in der Arbeit verwendeten Proben beschrieben. Den ersten Schritt stellt dabei das Wachstum der Halbleiter-Heterostrukturen mittels MBE-Verfahrens dar. Hierbei lassen sich je nach Wachstumsmodus die Wafer in verschiedene Kategorien einteilen. Durch eine Materialabscheidung im Gradientenverfahren lassen sich Bereiche mit einer sehr geringen Dichte an Quantenpunkten erzeugen. Beim rotierten Wachstum hingegen erhöht sich die Ausbeute des gewonnenen Materials deutlich, erfordert aber aufgrund der höheren Flächendichte auch den späteren Einsatz von Schattenmasken zur Selektion einzelner Quantenpunkte oder die sehr exakte Einstellung der Wachstumsparameter für eine geringe QD-Dichte. Durch die Einführung einer weiteren Schichtfolge über der ersten Quantenpunktschicht lassen sich auch vertikal gestapelte QD-Strukturen generieren. Durch die vorherrschende Kopplung zweier übereinanderliegender Quantenpunkte entsteht ein QD-Molekül mit besonderen Eigenschaften. Nach der Diskussion der grundlegenden Materialherstellung wird auf die weitere Prozessierung der Proben eingegangen. Zu den wichtigsten Methoden zählen hierbei die Strukturierung mittels lithografischer Verfahren, die Metallisierung von interdigitalen Schallwandlern und Kontakten sowie diverse Ätzprozesse. Ein weiterer Schwerpunkt dieses Abschnitts ist die Fabrikation der beiden verwendeten Diodenstrukturen und die praktische Durchführung des epitaktischen Lift-offs. Auch wird hier auf etwaige Probleme und deren Lösung bei der Generierung der Hybridproben eingegangen. Am Ende dieses Kapitels wird noch auf die Kontaktierung der einzelnen Bauteilgruppen eingegangen, um spätere Messungen an diesen durchführen zu können.

3.1. Überblick über die Herstellungsverfahren

Bevor die einzelnen Herstellungsschritte und -verfahren näher aufgezeigt und diskutiert werden, soll an dieser Stelle ein Überblick über den Prozess bereitgestellt werden, um den Unterschied zwischen gewünschtem Hybridbauteil und Proben zur Vorcharakterisierung aufzuzeigen. Manche der verwendeten Techniken können aus praktischen und designtechnischen Gründen nicht für beide Probenarten realisiert werden. Auch ist es prinzipiell möglich, Metallisierungen und Strukturierungen bei Hybridproben vor oder nach dem epitaktischen Lift-off durchzuführen. Daher kann hier eine Eingruppierung in Pre- und Post-Processing erfolgen.

3.1.1. Proben für die Vorcharakterisierung

Proben für die Vorcharakterisierung sollen sicherstellen, dass vor allem die gewachsenen Halbleiterscheiben (Wafer) die gewünschte Funktionalität aufweisen. Hierfür werden gezielt Kontakte zu den leitfähigen Schichten erzeugt. Im Falle von Schottky-Dioden umfasst dies zum einen ein Einlegieren von Metallkontakten (Rückkontakte), sowie das Aufbringen einer semitransparenten Metallschicht und eines darauf platzierten Frontkontaktes. Im Falle von nip-Dioden kann ein Einlegieren nicht stattfinden und es muss eine Ätzung bis auf die unten liegende Schicht und eine anschließende Metallbeschichtung für den Rückkontakt erfolgen. Da die oberste Schicht bereits eine hohe Leitfähigkeit aufweist, kann direkt ein Frontkontakt aus Metall aufgebracht werden, ohne dass eine semitransparente Zwischenschicht benötigt wird. Zur Separation unterschiedlicher Bereiche erfolgt ein nass-chemisches Ätzen von Mesa-Strukturen. Ein maschinell unterstütztes Kontaktieren (Bonden) der Probe zu einem geeigneten Probenhalter (Chip-Carrier) erlaubt spätere Messungen an der Probe.

Neben der Charakterisierung der QD-Wafer muss auch das Design der interdigitalen Schallwandler überprüft werden. Hierzu wurden Versuche sowohl direkt auf den GaAs-basierten Wafern als auch auf Lithiumniobat durchgeführt. Da ein Aufbringen der metallischen Kammstruktur der IDTs nicht direkt über einer leitfähigen Schicht erfolgen kann, wurde hier zuerst bis auf das eigentliche Grundsубstrat geätzt und eine dortige Metallisation vorgenommen. Auch das Aufbringen der Schallwandler auf LiNbO₃ erfolgt durch lithografische Schritte und einer Metallisierung. Kontaktiert werden diese Strukturen ebenfalls durch ein maschinell unterstütztes Kontaktierungsverfahren.

3.1.2. Hybridproben

Die Hybridproben, als final gewünschte Struktur, unterscheiden sich in einigen Aspekten von den Proben für die Vorcharakterisierung. Die relevante und optisch aktive QD-Heterostruktur (Membran, ELO-Schicht) wird dabei durch einen selektiven Ätzprozess von ihrem GaAs-Grundsубstrat abgehoben und auf einem LiNbO₃-Trägerchip (Wirtssubstrat) aufgebracht. Dieses Wirtssubstrat wird in der Regel im Vorfeld bereits mit IDTs und einer eventuellen Palladium-Schicht, welche der besseren Haftung der Membran dient, versehen. Ein Definieren von Metallkontakten für die Dioden kann entweder vor dem Übertrag der Schicht erfolgen (Pre-Processing) oder erst danach (Post-Processing). Im ersten Fall können dabei Rückkontakte eindiffundiert werden, wohingegen im zweiten Fall dies wegen der dort benötigten hohen Temperaturen von 500 °C nicht mehr möglich ist und die zuvor erwähnte Pd-Zwischenschicht als Kontakt dient. Beide Verfahren bieten Vor- und Nachteile. Bei bereits einlegierten Rückkontakten kann es vorkommen, dass die Trennung der ELO-Schicht von ihrem Substrat unterbunden wird, wohingegen nach dem Übertrag durchgeführte Metallisierungsschritte die Gefahr bergen, dass die fragile Schicht beschädigt wird. Dennoch wird die Methode des Post-Processing in dieser Arbeit favorisiert.

3.2. Fabrikation und Wachstum von Halbleiter-Quantenpunktstrukturen

Die in dieser Arbeit verwendeten Halbleiter-Wafer wurden durch einen Kooperationspartner am Walter Schottky Institut der TU München mittels Molekularstrahlepitaxie hergestellt. In Abbildung 3.1 ist der typische Aufbau einer solchen MBE-Anlage skizziert. Innerhalb der Kammer, die unter Ultrahochvakuum (ca. $1 \cdot 10^{-9}$ mbar) gesetzt wird, befinden sich sogenannte Knudsen-Zellen. In diesen wird das aufzubringende Material thermisch verdampft und als gerichteter Strahl auf einen Wafer geschickt. Die Halbleiterscheibe wird dabei in der Regel rotiert und geheizt, um eine gleichmäßige Abscheidung zu gewährleisten. Die Schichtdickenkontrolle erfolgt durch ein RHEED-System (engl. reflection high energy electron diffraction), bei dem ein Elektronenstrahl unter einem kleinen Winkel auf die Oberfläche trifft und ein Beugungsmuster auf einem Leuchtschirm erzeugt. Damit ist ein Schichtdickenwachstum von einzelnen Monolagen möglich. Um ein Ausgasen von Arsenatomen aus dem Probenmaterial zu verhindern, wird ein gewisser Arsen-Hintergrunddruck aufrechterhalten. Um das Vakuum nicht zu unterbrechen und eine Verunreinigung der Kammer zu vermeiden werden die Wafer über ein Schleusensystem eingebracht. Zudem sorgen starke Pumpen dafür, dass Restgase und unerwünschte Reaktionsprodukte heraus transportiert werden.

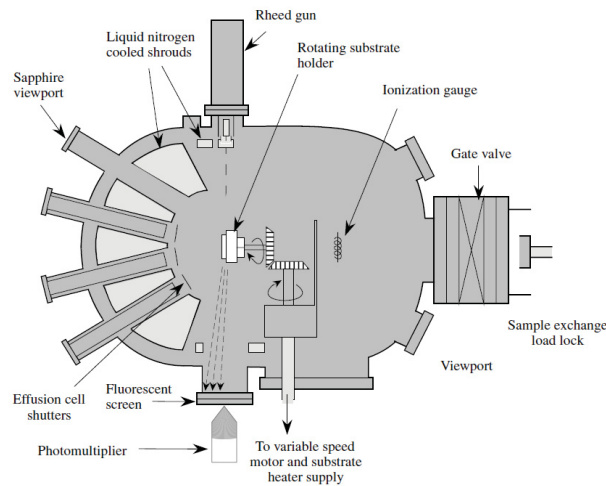


Abb. 3.1.: Schematische Darstellung einer MBE-Kammer [59].

In Abbildung 3.2 sind die typischen Schichtstrukturen der so fabrizierten Wafer dargestellt. Diese unterscheiden sich sowohl im Hinblick auf die zu verwendende Diodenart als auch dadurch, ob einzelne Quantenpunkte oder Quantenpunktmodule betrachtet werden sollen. Im Falle einer Schottky-Dioden-Struktur mit Einzelquantenpunkten wird auf einen kommerziell erhältlichen GaAs-Wafer mit (100)-Oberfläche zuerst eine 300 nm dicke intrinsische Galliumarsenid-Schicht bei einer Temperatur von 630 °C aufgewachsen. Diese Pufferschicht (engl. buffer layer) dient in erster Linie der Minderung von Punkt- und Strukturdefekten, welche während der industriellen Fertigung auftreten können. Anschließend wird eine 100 nm dicke Schicht aus AlAs abgeschieden. Diese stellt die spätere Opferschicht für den epitaktischen Lift-off dar. Auf diese folgt die für die späteren Proben interessante Diodenstruktur. Ein 180-200 nm dicker Bereich wird mit Siliziumatomen n^+ -dotiert ($5 \cdot 10^{18}$) und dient als Rückkontakt für die Schottky-Dioden. Silizium nimmt dabei in diesem Materialsystem einen Gruppe-III-Gitterplatz ein. Falls eine p-Dotierung benötigt wird, kann diese durch die Inkorporation von Kohlenstoffatomen erzielt werden, da sich diese aufgrund der hohen Elektronegativität auf einem Gruppe-V-Gitterplatz

einbauen. Anschließend wird die QD-Heterostruktur gewachsen. Die selbstorganisierten $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{As}$ -Quantenpunkte werden dabei typischerweise bei 560°C und einer Rate von $0,025\text{--}0,125 \text{ \AA/s}$ in ca. 300 nm intrinsisches GaAs eingebettet. Die abgeschiedene QD-Schicht entspricht dabei in etwa $3,5\text{--}4,75$ Monolagen.

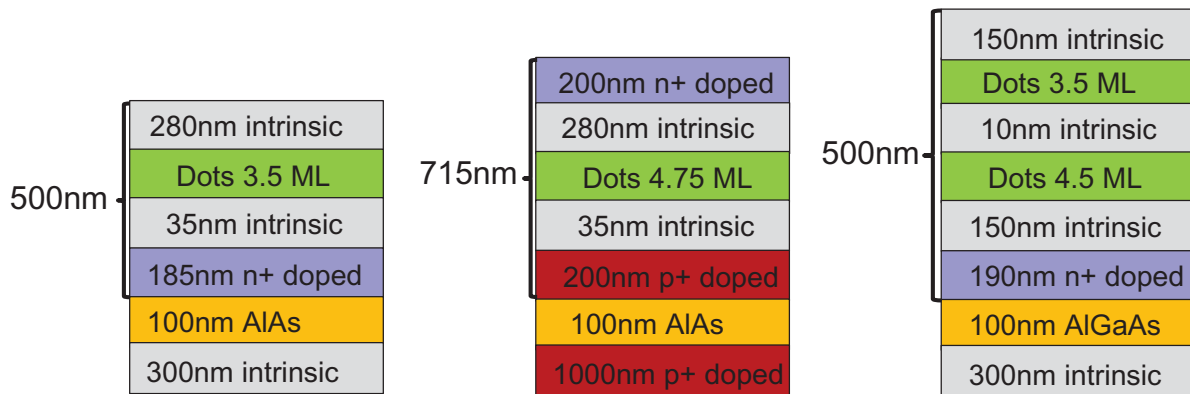


Abb. 3.2.: Schichtstruktur der einzelnen Wafer. Von links nach rechts: Einzelquantenpunkte für Schottky-Dioden, Einzelquantenpunkte für nip-Dioden und Quantenpunktmoleküle für Schottky-Dioden.

Neben dem soeben beschriebenen Aufbau lassen sich auch andere Schichtfolgen herstellen. Im zweiten gezeigten Fall handelt es sich zum Beispiel um eine invertierte pin-Struktur (bzw. um eine nip-Struktur). Zudem ist es auch möglich, über eine erste QD-Schicht eine weitere zu wachsen, wodurch vertikal gestapelte Quantenpunkte entstehen. Bei allen gezeigten Strukturen kann dabei die Höhe der einzelnen Schichten in gewissen Grenzen variiert werden. Meist wird eine Gesamtdicke der ELO-Membran zwischen $0,5\text{--}1 \mu\text{m}$ gewählt, da sich solche Schichten gut übertragen lassen. Für weiterführende Informationen bezüglich der Wachstumsparameter, wie zum Beispiel der Einfluss der Temperatur, wird auf [32] verwiesen. Je nachdem, ob während des Quantenpunktwachstums der Wafer rotiert wird oder nicht, hat man auch Einfluss auf die erzielte Flächendichte, was in den beiden nachfolgenden Unterabschnitten behandelt wird.

3.2.1. Quantenpunkt-Wafer mit geringer Flächendichte

Um einen Bereich mit geringer QD-Flächendichte zu erhalten, bietet sich das sogenannte Gradientenwachstum an. Dabei wird während des Aufbringens von Indium die Rotation des Wafers gestoppt. Da die Materialien Indium und Gallium aus zwei unterschiedlichen Richtungen auftreffen, vgl. Abbildung 3.3(a), entstehen drei ausgezeichnete Bereiche. Nahe der Indiumquelle wird viel Material abgeschieden, wodurch ein Bereich mit vielen QDs entsteht, während auf der gegenüberliegenden Seite nahezu nichts ankommt und damit auch die Formierung von Quantenpunkten nicht stattfindet. Da mit zunehmendem Abstand der Indiumgehalt sinkt, ergibt sich auch ein schmaler Bereich bei dem nur vereinzelt Quantenpunkte innerhalb weniger Quadratmikrometer liegen. Dieser Bereich ist dann interessant, wenn Experimente mit einzelnen Quantenpunkten durchgeführt werden sollen, ohne dass eine Schattenmaske zur Selektion verwendet werden soll. Der große Nachteil an diesem Verfahren besteht in der relativ geringen Ausbeute des Zielmaterials, da nahezu die Hälfte der Scheibe keine relevanten Strukturen beinhaltet.

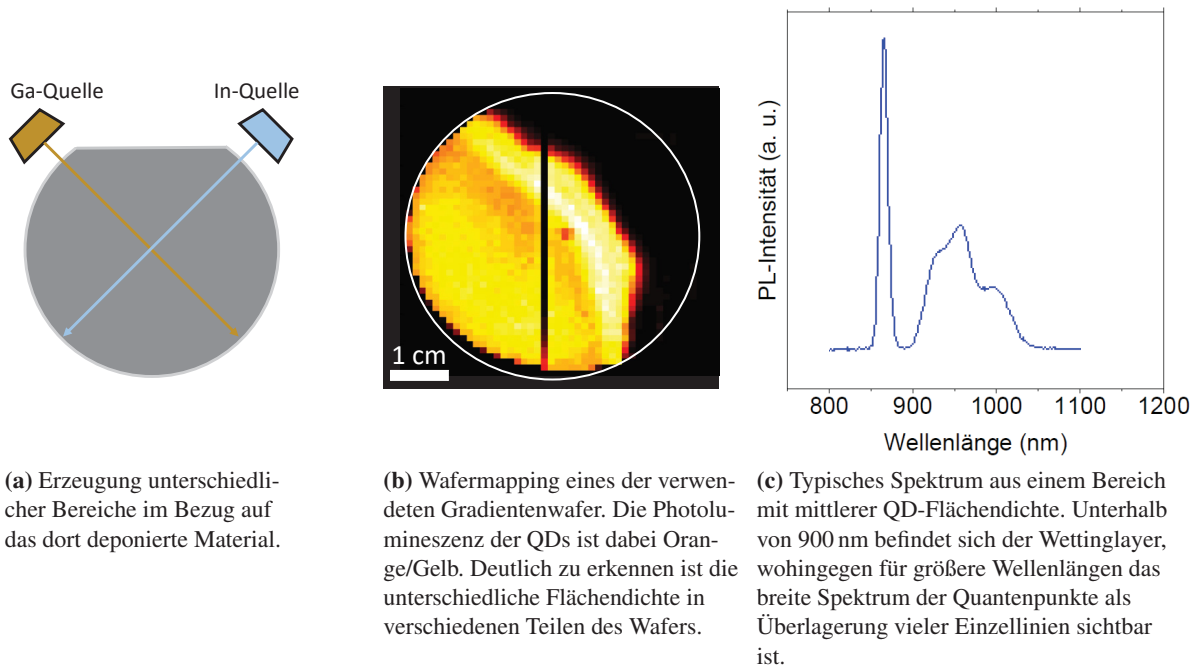


Abb. 3.3.: Erzeugung und Vermessung von Gradientenwafern.

3.2.2. Rotiertes Wachstum für erhöhte Ausbeute

Eine Möglichkeit um die Materialausbeute zu erhöhen, besteht im Rotationswachstum bei dem die Rotation des Wafers nicht unterbrochen wird. Die Schwierigkeit besteht hierbei allerdings im Finden der exakten Parameter, um eine geringe Flächendichte ($1\text{-}10/\mu\text{m}^2$) auf dem Wafer zu erzielen. In [32] wurden für diesen Zweck die optimalen Wachstumsbedingungen des Gradientenverfahrens ($R(\text{Ga}) = 0,125 \text{ \AA/s}$, $R(\text{In}) = 0,08 \text{ \AA/s}$ und $T = 560^\circ\text{C}$) herangezogen und systematisch die Menge des Abscheidungsmaterials variiert. Durch Rasterkraftmessungen (engl. atomic force microscopy, AFM) kann so die Abhängigkeit der QD-Flächendichte vom deponierten Material ermittelt werden.

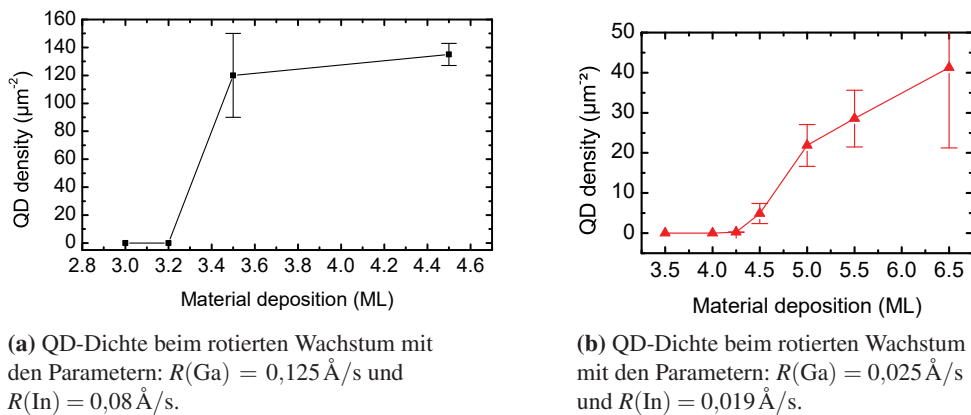


Abb. 3.4.: Einfluss der Raten von Gallium und Indium auf die Dichte der erzeugten Quantenpunkte [32].

Hierbei hat sich gezeigt, dass es mit den oben angeführten Parametern nicht möglich ist, eine ausreichend geringe QD-Flächendichte zu erzeugen, da diese sprunghaft von 0 auf $120/\mu\text{m}^2$ ansteigt.

Reduziert man die Abscheideraten auf $R(\text{Ga}) = 0,025 \text{ \AA/s}$ und $R(\text{In}) = 0,019 \text{ \AA/s}$, so erhält man einen deutlich flacheren Anstieg der Flächendichte in Abhängigkeit vom aufgetragenen Material. Dadurch ist es möglich, die exakten Parameter anzugeben. Für eine QD-Dichte von $4,5 \pm 2/\mu\text{m}^2$ müssen unter Beibehaltung der übrigen Parameter 4,5 Monolagen (ML) aufgebracht werden. Zwar ist auch in diesem Fall die Quantenpunktverteilung am Rande des Wafers etwas höher, aber man erhält so eine Fläche von $\approx 900 \text{ mm}^2$ für Experimente an einzelnen QDs, die rund zehn mal größer ist als im Gradientenverfahren. Auch kann gegebenenfalls die QD-Dichte etwas höher sein und eine Schattenmaske zur Selektion herangezogen werden.

3.2.3. Wafer mit Quantenpunktmolekülen

Wie bereits in Unterabschnitt 2.3.1 angedeutet, handelt es sich bei Quantenpunktmolekülen um vertikal gestapelte Paare von selbstorganisierten QDs. Ist die über der ersten Quantenpunktlage aufgewachsene GaAs-Schicht hinreichend dünn, so führen die an der Oberfläche immer noch vorhandenen Verspannungen zu einem Minimum im chemischen Potential. Atome adsorbieren daher bevorzugt an Stellen unter denen sich bereits QDs aus der ersten InGaAs-Schicht befinden. Die Selbstorganisation einer zweiten InGaAs-Lage resultiert daher in vertikal gestapelten Quantenpunktstrukturen. Dieses Verfahren kann fortgesetzt werden, um auch höhere Stapelzahlen zu erreichen. Wächst man beide Schichten unter den gleichen Bedingungen, so ergeben sich in der oberen Schicht etwas größere Quantenpunkte die damit auch geringere Emissionsenergie aufweisen. Um eine quantenmechanische Tunnelkopplung zwischen beiden übereinander liegenden QDs zu erreichen, ist eine annähernd gleiche Struktur der energetischen Level nötig, die nur durch eine genaue Kontrolle der Wachstumsparameter sichergestellt werden kann.

3.3. Probenpräparation - Strukturierung, Metallisierung und Ätzverfahren

Eine der wichtigsten Methoden in der Halbleiterprozessierung ist die gezielte Strukturierung der Proben. Dazu wird auf die Oberfläche des Materials eine dünne Lackschicht aufgebracht, welche im späteren Verlauf entweder mittels eines Elektronenstrahls oder durch eine optische Belichtung in ihrer chemischen Struktur verändert wird. Bei einem Positivlack wird der bereits verfestigte Lack durch die Bestrahlung wieder löslich. Ein Negativlack zeigt ein umgekehrtes Verhalten. Die Bestrahlung führt hier meist zu einer Verkettung innerhalb der Lackschicht, wodurch die Löslichkeit abnimmt. Beim Elektronenstrahlverfahren wird durch gezieltes An- und Ausschalten des Strahls während des Rastervorgangs gewährleistet, dass nur die gewünschten Strukturen und nicht das komplette Probenmaterial belichtet wird. Bei der optischen Lithographie muss hierzu eine geeignete Maske zwischen Belichtungsquelle und Probe eingesetzt werden. Nach dem Entwickeln der gewünschten Strukturen kann dann eine direkte Metallisierung oder ein Ätzprozess erfolgen. Dieses Vorgehen ist dabei mehrfach wiederholbar, um diverse Abstufungen oder unterschiedliche Metallstrukturen auf der Probe zu generieren. Im weiteren Verlauf dieses Kapitels wird zuerst auf die grundsätzliche Reinigung des Probenmaterials sowie auf die Namensgebung der einzelnen später diskutierten Proben eingegangen. Anschließend werden die Parameter der lithografischen Verfahren und deren Durchführung dargelegt. Zusätzlich wird in diesem Abschnitt die Metallisierung der interdigitalen Schallwandler behandelt.

3.3.1. Reinigung und Probennomenklatur

Reinigung

Bei allen im weiteren Verlauf diskutierten Verfahren ist es extrem wichtig, dass die Proben möglichst sauber und frei von Staub und Verschmutzungen sind. Daher finden Arbeiten innerhalb eines speziellen Reinraums statt, welcher zusätzlich mit mehreren Flowboxen ausgestattet ist. Diese sorgen, durch einen laminaren Luftstrom und spezielle Filtersysteme, für eine weitere Reduktion der Partikeldichte in der die Probe umgebenden Luft. Sowohl das Lithiumniobat-Substrat als auch die zuvor aus dem Halbleiterwafer herausgelösten Probenstücke werden in einem ersten Schritt mittels Aceton (C_3H_6O) und einem Ultraschallbad¹ (Leistung $P_U = 480\text{ W} = 100\%$) für 10 min vorgereinigt. Dies dient in erster Linie der Entfernung von groben Verschmutzungen und Partikeln, welche während des Sägens bzw. Brechens des Ausgangsmaterials entstehen. Anschließend werden die Proben mit Aceton gespült und erneut für 5-10 min mittels Ultraschall ($P_U = 100\%$) in einem neuen Acetonbad gewaschen. Das Material wird anschließend herausgenommen und zuerst mit Aceton und dann mit Isopropanol (C_3H_8O) gespült. Am Ende wird die Probe mittels Stickstoff (N_2) getrocknet. Bei starken Verschmutzungen, die sich auf diesem Wege nicht entfernen lassen, kann auf zwei weitere Methoden zurückgegriffen werden. Mit Hilfe eines sehr weichen Wattestäbchens kann die sich im Aceton befindliche Probe durch leichtes Überstreichen mechanisch unterstützt gesäubert werden. Dabei ist allerdings darauf zu achten, dass die Oberfläche nicht durch zu viel Druck zerkratzt wird. Die zweite Methode beinhaltet das Eintauchen des Materials in eine 10 %ige Salzsäure (HCl-Dip) für eine Dauer von 5-10 s. Dies sorgt dafür, dass auch Verunreinigungen gelöst werden können, welche nicht durch organische Verbindungen angegriffen werden. Vor allem bei Galliumarsenid dient dieser Schritt dazu, die native und meist unerwünschte Oxidschicht zu entfernen. Die so vorbereiteten Proben können dann für die Strukturierung mit einem Fotolack beschichtet werden.

¹ Badelin Sonorex Digital DK 102P

Probennomenklatur

Die Namen der hier beschriebenen Proben setzen sich aus mehreren Teilen zusammen. Zwei typische Bezeichnung für Proben lauten:

- a) [08-18-10.1](ni-grad)_c3
- b) [09-24-13.1](nip-rot)_a1_ELO_Pd

Dabei stellt die Zahl in eckigen Klammern die Nummer des verwendeten Wafers dar (z.B. 08-18-10.1). Auf diese folgt eine kurze Beschreibung der für die Dioden wichtigen Schichtstruktur von oben nach unten (zum Beispiel n-dotiert, intrinsisch und p-dotiert (nip)) und ob es sich um einen im Rotations- (rot) oder Gradientenverfahren (grad) gewachsenen Wafer handelt. Danach folgt die Angabe einer Buchstaben-Zahlen-Kombination zur Nachverfolgung der genauen Entnahmeposition vom Ursprungswafer, welche stets separat aufgezeichnet wurde. Ist keine weitere Bezeichnung im Probennamen enthalten, so handelt es sich in der Regel um Proben, die der Charakterisierung des Wafers und dessen Schichtstruktur dienen.

Wafer-bezeichnung	Schichtstruktur von oben nach unten in nm bzw. Monolage (ML)	Wachstumsmodus
08-18-10.5	280 (GaAs) / 3,5ML (InGaAs) / 210 (GaAs) / 100 (AlAs) / 300 (GaAs)	Gradient
08-18-10.1	280 (GaAs) / 3,5ML (InGaAs) / 35 (GaAs) / 185 (n ⁺ -GaAs) / 100 (AlAs) / 300 (GaAs)	Gradient
07-30-12.1	280 (GaAs) / 4,5ML (InGaAs) / 35 (GaAs) / 185 (n ⁺ -GaAs) / 100 (AlAs) / 300 (GaAs)	Rotation
07-30-12.3	280 (GaAs) / 3,5ML (InGaAs) / 35 (GaAs) / 185 (n ⁺ -GaAs) / 100 (AlAs) / 300 (GaAs)	Gradient
09-23-13.1	280 (GaAs) / 4,75ML (InGaAs) / 35 (GaAs) / 200 (n ⁺ -GaAs) / 100 (AlAs) / 500 (GaAs)	Rotation
09-24-13.1	200 (n ⁺ -GaAs) / 280 (GaAs) / 4,75ML (InGaAs) / 35 (GaAs) / 200 (p ⁺ -GaAs) / 100 (p ⁺ -AlAs) / 1000 (p ⁺ -GaAs)	Rotation
08-27-12.1	150 (GaAs) / 3,5ML (InGaAs) / 10 (GaAs) / 4,5ML (InGaAs) / 150 (GaAs) / 190 (n ⁺ -GaAs) / 100 AlAs) / 300 (GaAs)	Rotation
08-28-12.1	150 (GaAs) / 3,75ML (InGaAs) / 10 (GaAs) / 4,5ML (InGaAs) / 150 (GaAs) / 190 (n ⁺ -GaAs) / 100 AlAs) / 300 (GaAs)	Rotation

Tabelle 3.1.: Spezifikation der verwendeten Wafer

Handelt es sich hingegen um eine Hybridprobe aus Lithiumniobat und GaAs-Membran so folgt auf das zuvor erläuterte Schema die Bezeichnung „ELO“. Sofern noch ein „Pd“ im Namen vorhanden ist, weist dies auf eine Palladiumschicht zwischen LiNbO_3 und GaAs hin, die der besseren Haftung und als Kontakt dient. In Tabelle 3.1 ist der Schichtaufbau der einzelnen Wafer aufgeführt.

3.3.2. Elektronenstrahlolithografie

Bei einem Elektronenstrahlolithografen werden in einem Ultrahochvakuum Elektronen in einer Quelle erzeugt und mittels einer Hochspannung in Richtung der Probe beschleunigt. Je nach System kann dabei zum Beispiel eine Glühkathode aus LaB_6 oder eine Feldemissionskathode zum Einsatz kommen. Die Beschleunigungsspannung ist variabel und kann in der Regel zwischen 2 und 30 keV eingestellt werden, wobei es auch Systeme mit höheren Beschleunigungsspannungen gibt. Die Fokussierung des Elektronenstrahls erfolgt durch elektrostatische oder magnetische Linsensysteme. Die Probe wird durch das System in einzelne Schreibfelder (engl. write fields) unterteilt, bei denen der Elektronenstrahl exakt auf die Mitte eines Feldes fokussiert wird. Eine Positionierung des Strahls erfolgt durch Ablenkspulen, wodurch der Strahl jeden Punkt innerhalb eines solchen Feldes erreichen kann. Um zum nächsten Schreibfeld zu wechseln, wird eine Blende geschlossen und der Probenstisch wird so verfahren, dass das neue Schreibfeld wieder exakt mittig zum Strahl ausgerichtet ist. Aus diesem Grund muss vor jedem Schreibvorgang eine sogenannte Schreibfeldausrichtung (engl. write field alignment) durchgeführt werden. Dieses manuell oder automatisch durchgeführte Verfahren kontrolliert die aktuelle Position des Elektronenstrahls bezüglich des Schreibfeldes mit der vom System berechneten. Stimmen beide Werte nicht überein, so findet eine Korrektur der Systemwerte statt. Dies wird so oft wiederholt, bis die Abweichung innerhalb des gewünschten Toleranzbereichs liegt. Je kleiner die zu belichtenden Strukturen sind, desto kleiner sollte auch das Schreibfeld gewählt werden. Die theoretisch niedrigste Linienbreite beträgt bei dem hier verwendeten Gerät² ca. 20 nm. Um diesen Wert allerdings zu erreichen ist eine extrem aufwendige und langwierige Justage und der Einsatz von speziellen Lacken nötig. Trifft der Elektronenstrahl auf den Lack, so wird dieser in erster Linie durch die Primärelektronen belichtet. Rückgestreute Sekundärelektronen führen zu einer ungewollten Verbreiterung der Strukturen, was durch eine möglichst hohe Beschleunigungsspannung reduziert werden kann. Dadurch findet die Entstehung der Sekundärelektronen in tieferen Substratschichten statt und ein Einfluss dieser auf den Lack wird geringer. Das Elektronenstrahlverfahren bietet einige Vorteile gegenüber anderen Methoden. Vor allem das Herstellen sehr kleiner Geometrien im Submikrometer-Bereich kann aufgrund von Beugungseffekten nicht oder nur unter großem Aufwand durch eine optische Lithografie stattfinden. Auch können die Strukturen mittels eines Zeichenprogramms schnell entworfen und direkt auf eine Probe abgelichtet werden. Der große Nachteil ist allerdings, dass sich der Zeitaufwand für den Schreibvorgang je nach Strukturgröße von Stunden bis hin zu Tagen erstrecken kann. Da die in dieser Arbeit verwendeten Strukturen alle größer als ein Mikrometer sind und somit ein optisches Verfahren möglich war, wurde die Elektronenstrahlolithografie meist nur dazu verwendet, um Chrommasken für die optische Lithografie herzustellen.

Generierung von Masken für die optische Lithografie

Eine Fotomaske (Binärmaske) besteht in ihrer klassischen Ausführung aus einem hochreinen Quarzglassubstrat, welches auf einer Seite mit einer dünnen und lichtundurchlässigen Schicht aus Chrom versehen ist. Um in dieser vollflächig aufgetragenen Chromschicht die gewünschten Strukturen zu erhalten, wird nach der Reinigung zuerst eine Schicht aus dem Positivlack Polymethylmetacrylat (PMMA) mit der

² Raith eLine

Kettenlänge 150 K aufgebracht. Dies geschieht in einer Lackschleuder (engl. spin coater) mit zwei Intervallen. Zuerst wird der Lack mit 500 rpm³ für 5 s auf der Oberfläche verteilt und anschließend für 30 s bei 5000 rpm aufgeschleudert. Aufgrund der relativ großen Fläche der Chrommaskenrohlinge von ca. 2×3 cm, wird der Lack bei 190 °C für 90 min ausgehärtet. Nach der Belichtung der Strukturen mit dem Elektronenstrahl werden diese entwickelt. Dazu wird die belichtete Maske für 30 s in Methylisobutylketon (MIBK) getaucht und anschließend für 15 s in Isopropanol eingebracht, um den weiteren Entwicklungsprozess zu stoppen. Nach dem Trockenblasen mit Stickstoff erfolgt eine Kontrolle mittels eines Lichtmikroskops. Ist die Maske hinreichend entwickelt, können die freigelegten Flächen und Strukturen geätzt werden. Andernfalls erfolgt nochmals ein Entwickeln mit verringerter Zeit nach dem gleichen Verfahren. Die Ätzung erfolgt mit einer kommerziell erhältlichen Chromätze (Chrometch 18 der Firma Microresist). Die Ätzzeit ist abhängig von der genauen Dicke der Chromschicht und benötigt bei den hier verwendeten Substraten ca. 60 Sekunden. Ist die Ätzzeit zu kurz gewählt, wird das unbenötigte Chrom nicht vollständig entfernt, wohingegen eine zu lange Ätzung zu einer Verbreiterung der Strukturen durch Unterätzung des Lacks führt. Der letzte Schritt besteht in dem Entfernen der Lackschicht mit Aceton und dem Reinigen der Maske durch Spülen mit Aceton und Isopropanol, sowie dem Trocknen mit Stickstoff.

Elektronenstrahlverfahren für LiNbO₃-Substrate

Voraussetzung für einen erfolgreichen Schreibvorgang ist das Abfließen von Elektronen und das damit verbundene Unterdrücken von statischen Aufladungen an der Oberfläche. Hierfür muss das zu beschreibende Medium eine geringe Leitfähigkeit besitzen und die Rückseite muss frei von Lackresten sein. Im Falle der zuvor erläuterten Maskenherstellung dient das Chrom bereits diesem Zweck. Möchte man einen Isolator als beschreibbares Medium verwenden, wie es z.B. normales (weißes) Lithiumniobat ist, so kann der zuvor aufgebrauchte Lack mit einer dünnen Metallisierung versehen werden. Dies ist allerdings aufgrund der zusätzlich durchzuführenden Schritte nicht sehr praktikabel. Eine einfachere Möglichkeit besteht in der Verwendung von (schwarzem) Lithiumniobat mit einer geringen Leitfähigkeit. Während der industriellen Fertigung führt ein Tempern des zuvor durchsichtigen (weißen) LiNbO₃ unter Formiergasatmosphäre (H₂/Ar) bei 700 °C zu einer chemischen Reduzierung des Kristalls, wodurch dieser eine schwarze Färbung annimmt und sich eine schwache Leitfähigkeit (Bi-Polaron-Hopping) von etwa $10^{-14} \frac{1}{\Omega \cdot \text{cm}}$ einstellt [60]. Um eine saubere Metallisierung der Strukturen zu gewährleisten, kann ein leicht unterschrittenes Profil erzeugt werden. Dies wird durch das Aufbringen zweier Lackschichten aus PMMA mit unterschiedlicher Kettenlänge bewerkstelligt. Dazu wird zuerst ein kurzkettiger PMMA 150 K mit den Intervallen 500 rpm/5 s und 5000 rpm/30 s aufgeschleudert und für 90 s bei 190 °C auf einer Heizplatte ausgehärtet. Anschließend wird eine zweite Lackschicht aus einem längerkettigen PMMA 500 K mit den gleichen Parametern aufgebracht. Die Beschleunigungsspannung wird auf einen Wert von 10 keV gesetzt, wodurch die rückgestreuten Sekundärelektronen die untere Lackschicht etwas breiter belichten. Hierdurch entsteht ein Querschnitt mit einer negativen Flanke. Dies sorgt dafür, dass eine Metallschicht mit der korrekten Breite der Struktur aufgedampft werden kann und zugleich ein Ablöseprozess des Lacks (Lift-off) erleichtert wird.

3.3.3. Optische Lithografie

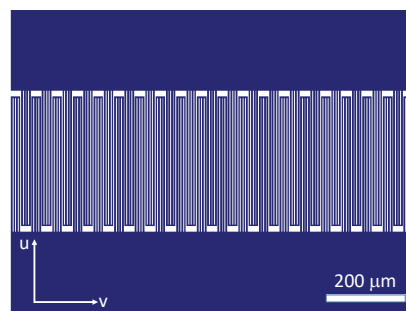
Bei dieser Art der Strukturzeugung wird eine zuvor hergestellte Maske zwischen einer Belichtungsquelle und der mit Lack beschichteten Probe platziert. Da die Belichtung häufig durch eine Quecksilberdampfampe erfolgt, sind die verwendeten Lacke meist auf eine bestimmte Spektrallinie ausgelegt.

³ Umdrehungen pro Minute, (engl. rounds per minute, rpm)

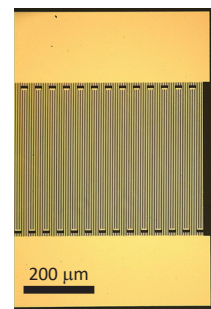
Interessant sind hierbei die i-, h-, und g-Linie des Quecksilbers, da diese die höchste Intensität aufweisen. Der Positivlack Microposit S1813 (Firma: Shipley) ist dabei auf die g-Linie optimiert und lässt sich daher sehr gut mit der zugehörigen Wellenlänge von 436 nm belichten. Mit einer Pipette werden, je nach Größe der Probe, einige Tropfen des Lacks aufgetragen. Durch die Intervalle 500 rpm/5 s gefolgt von 5000 rpm/30 s in einer Lackschleuder erhält man eine Lackdicke von ca. 1,2 μm . Das Aushärten der Lackschicht erfolgt bei 120 °C für 120 s auf einer Heizplatte. Nach einer Ruhephase (Rehydrierung) von 120 s findet die Belichtung statt⁴, wobei die Probe gegen die metallisierte Seite der Chrommaske gedrückt wird. Die in der Maske definierten Strukturen werden durch die Belichtung in den Lack kopiert. Für die hier verwendete Dicke des Lacks entspricht die Belichtungszeit ca. 23 s. Da die Lebensdauer der verwendeten Lichtquelle begrenzt ist und die Intensität bei längerem Einsatz sinkt, muss die Belichtungszeit gegebenenfalls etwas nach oben korrigiert werden. Die Ausrichtung der Strukturen erfolgt vor dem Kontakt mit der Maske durch Verfahren des Probenisches und einer gleichzeitigen optischen Kontrolle mittels eines Mikroskops. Hierbei kann sowohl die x-y-Position als auch eine gewisse Schräglage korrigiert werden. Durch das Einbringen der Probe in ein Entwicklergemisch aus Wasser und E351 (5:1) für 20 s und einen Stopp-Prozess für 30 s in einem Reinstwasserbad lösen sich die belichteten Lackflächen. Bei einem unzureichenden Ergebnis kann der Lack mittels Aceton entfernt werden und die Prozedur wiederholt werden. Des Weiteren ist es auch möglich, nach dem Entwickeln von bereits aufgetragenen Strukturen ein erneutes Belichten durchzuführen. So lassen sich verschiedene Geometrien oder auch zusammengesetzte Strukturen mit unterschiedlichen Masken erzielen.

3.3.4. Interdigitale Schallwandler, Metallisierung und Lift-off

Die interdigitalen Schallwandler für die Erzeugung von akustischen Oberflächenwellen wurden, nach der Herstellung einer entsprechenden Chrommaske, auf optischem Wege realisiert. Das für die Proben typische Design umfasst dabei einen geraden Split(4)-IDT mit einer Apertur von 500 μm und 18-24 Fingerpaaren. In der Regel wurde dabei eine Grundfrequenz im Bereich von 70-100 MHz verwendet. Da sich die Frequenzeigenschaften in erster Linie aus der geometrischen Anordnung und dem Abstand der einzelnen Finger ergeben und diese variiert wurden, wird darauf in Abschnitt 6.4 gesondert eingegangen.



(a) Design eines interdigitalen Schallwandlers für die Belichtung mittels Elektronenstrahlolithografie.



(b) Metallisierter Schallwandler aus Gold entsprechend dem in (a) gezeigten Design.

Abb. 3.5.: Mittels einer Software designer Schallwandler und Teilbild eines hergestellten IDTs.

⁴ Mask Aligner MJB3 (200 W) der Firma Karl Süss

Die in den Lack übertragenen Strukturen können vor der Metallisierung in einer Plasmaätzanlage⁵ behandelt werden. Nach dem Einbau der Probe in die Kammer wird diese bis auf einen Druck von ca. 30 mTorr evakuiert. Anschließend wird Sauerstoff in die Kammer geleitet und die Ätzung bei einem Druck von 500 mTorr und einer Leistung von 200 W für 10 s durchgeführt. Dadurch lassen sich unerwünschte Lackreste entfernen, welche durch eine möglicherweise nicht vollständige Entwicklung auf der Probe verblieben sind. Im Falle des hier verwendeten Lacks S1813 kann dieser Schritt allerdings auch übersprungen werden, da sich dieser sehr gut entwickeln lässt. Zudem ist ein solcher Ätzprozess nur ratsam, wenn sich noch keine metallischen Strukturen auf der Probe befinden, da das Plasma mittels Mikrowellen erzeugt wird und Metallisierungen deshalb beschädigt werden können. Auch im Falle von Galliumarsenid basierten Proben wird darauf meist verzichtet, um das erneute Entstehen einer Oxidschicht durch den verwendeten Sauerstoff zu vermindern.

Die Metallisierung der Strukturen erfolgt in einer typischen Aufdampfanlage. Die hierzu verwendete Einheit⁶ verfügt dabei über die Möglichkeiten, Metalle mittels eines Elektronenstrahls oder auf thermischem Wege zu verdampfen. Im ersten Fall werden dazu Elektronen in einem Filament erzeugt und mit Hilfe von Ablenkspulen in einen Tiegel gelenkt, in dem sich das zu verdampfende Material befindet. Der Elektronenstrahl beschreibt dabei auf der Oberfläche des Metalls elliptische Bahnen, um eine leichte Rotation der Schmelze zu verursachen. Dies gewährleistet ein homogenes und langsames Aufschmelzen des Materials. Die zweite Möglichkeit wird meist dann verwendet, wenn spezielle Legierungen direkt auf die Probe abgeschieden werden sollen. Dabei wird ein vorgefertigtes Granulat (z.B. NiGeAu) in einem Wolframschiffchen platziert und dieses durch einen hohen Stromfluss aufgeheizt. Die Probe wird bei beiden Verfahren möglichst senkrecht über dem Aufdampfmaterial eingebaut und ist zu Beginn durch einen Shutter geschützt. Nach dem Evakuieren der Kammer auf einen Prozessdruck von ca. $6 \cdot 10^{-6}$ mbar und dem Erreichen der gewünschten Aufdampftrate (meist 0,1 nm/s) wird der Shutter geöffnet und das Metall auf der Probe abgeschieden. Die Schichtdickenkontrolle erfolgt durch einen Schwingquarz und eine zuvor kalibrierte Elektronik. Ist die gewünschte Schichtdicke erreicht wird der Shutter geschlossen und entweder eine weitere Schicht eines anderen Metalls aufgebracht oder die Probe ausgebaut. Im Falle der interdigitalen Schallwandler wurde mit dem Elektronenstrahlverfahren zuerst eine 5-10 nm dicke Schicht aus Titan (Ti) aufgedampft, welche als Haftvermittler dient. Anschließend wurden weitere 50 nm Gold (Au) aufgebracht. Anstelle von Gold kann hier auch Aluminium (Al) verwendet werden, das etwas bessere Hochfrequenzeigenschaften aufweist. Da im späteren Verlauf jedoch diverse Ätzschritte gemacht werden, ist Gold aufgrund seiner chemischen Beständigkeit als Metallisierung vorzuziehen. Nach dem Ausbau der Probe wird die noch verbliebene Lackmaske mit dem darauf befindlichen überschüssigen Metallfilm mittels eines geeigneten Lösungsmittels (z.B. Aceton oder N-Methyl-2-pyrrolidon) abgelöst. Die benötigte Zeit für dieses sogenannte Lift-off-Verfahren hängt dabei vom verwendeten Lösungsmittel sowie dessen Temperatur ab. In der Regel wird die Probe bei Raumtemperatur für ca. 6-8 Stunden in die Chemikalie eingebracht und anschließend in einem Ultraschallbad bei niedriger Leistung ($P_U < 30\%$) gereinigt. Ist es nötig, diesen Prozess zu beschleunigen, so kann die Probe zuerst mittels Aceton im Ultraschallbad für 10 min vorgereinigt werden. Anschließend erfolgt ein Überstreichen der Probe mittels eines weichen Echthaar-Pinsels im Lösungsmittel. Dieses schnelle Vorgehen hat allerdings häufig den Nachteil, dass die Kanten der Strukturen an Schärfe verlieren. Daher sollte dies nur für große Geometrien wie Diodenkontakte oder Bondpads angewendet werden, bei denen akkurate Kanten nachrangig sind. Bei beiden Techniken wird die Probe am Ende nochmals mit Aceton, Isopropanol und Stickstoff gereinigt.

⁵ 100E, Technics Plasma GmbH

⁶ Auto 500, BOC Edwards

3.4. Herstellung von Schottky- und nip-Dioden

In diesem Abschnitt wird erläutert, welche Schritte getätigt wurden, um Proben für die Vorcharakterisierung der Wafer bzw. Vergleichsproben zu den durch epitaktischen Lift-off hergestellten Hybridproben zu generieren. Diese unterscheiden sich im Hinblick auf die Kontaktierung der untersten leitfähigen Schicht. Während es bei Schottky-Dioden-Strukturen möglich ist, die leitfähige Schicht durch ein Einlegieren zu kontaktieren, ist es bei nip-Dioden nötig, eine Ätzung bis auf die unterste Schicht durchzuführen um einen Kontakt zu erzeugen. Daher wird an dieser Stelle auch auf entsprechende Ätzverfahren eingegangen, die sowohl zum Freilegen bestimmter Schichten als auch zur Separation ausgezeichneter Bereiche verwendet wurden. Bei den ELO-Proben wurde ein anderes Verfahren gewählt, um Verspannungen und Komplikationen während des Transfers zu vermeiden. Dazu wurde vor dem Übertragen eine metallisierte Kontaktschicht auf das LiNbO_3 -Trägersubstrat aufgebracht, welche als Kontakt dient.

3.4.1. Schottky-Dioden

Die Herstellung von Schottky-Dioden gliedert sich in mehrere Schritte. Zuerst wird ein Probenstück geeigneter Größe aus dem Ursprungswafer entnommen. Die Maße entsprechen dabei maximal 9×9 mm, damit die Probe später auf einen handelsüblichen Transistorsockel aufgeklebt werden kann. Nach einer ersten Reinigung wird ein Rückkontakt erzeugt, der durch Aufbringen und Eindiffundieren einer Legierung aus Nickel-Germanium-Gold (NiGeAu) die n-GaAs-Schicht kontaktiert. Anschließend wird eine ca. 5-10 nm dicke Titanschicht als semitransparentes Tor mittig zwischen die Rückkontakte aufgebracht. Auf diese Titanschicht wird ein Frontkontakt aus 200 nm Gold aufgebracht, welcher entweder eine größere rechteckige Öffnung besitzt oder zur Selektion einzelner Quantenpunkte mit Aperturen versehen werden kann. Nachfolgend werden die einzelnen Schritte genauer betrachtet.

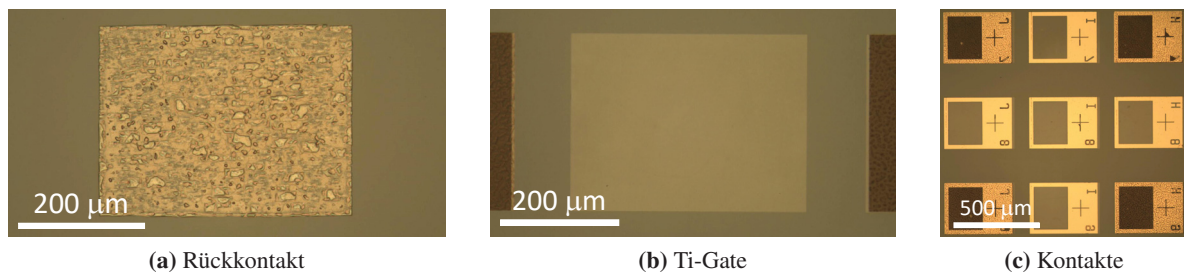


Abb. 3.6.: Lichtmikroskopische Aufnahmen der einzelnen Kontakte. Durch den Einlegierungsprozess sind die Rückkontakte deutlich dunkler als die Frontkontakte, wodurch sie sich auch später gut unterscheiden lassen.

Rückkontakte

Nach der Reinigung wird eine erste optische Lithografie mit den in Unterabschnitt 3.3.3 beschriebenen Parametern durchgeführt, um rechteckige Strukturen der Größe 300×400 µm zu belichten. Nach dem Entwickeln wird die Probe 5 s in einen HCl-Dip getaucht, um die Oxidschicht zu entfernen. Anschließend werden 0,5-0,6 g des NiGeAu-Granulats auf ein Wolframschiffchen gegeben und mittels thermischen Verdampfens auf der Probe abgeschieden. Dabei ergibt sich eine Schichtdicke von ca. 130-150 nm, welche mit einer Rate von 0,1 nm/s erzeugt wurde. Hierbei ist darauf zu achten, dass das Material restlos verdampft werden muss, um die Stöchiometrie der Legierung nicht zu verändern. Anstelle einer vorgefertigten Legierung kann auch wahlweise eine Schichtfolge aus 13 nm Germanium, 33 nm Gold,

10 nm Nickel und 200 nm Gold aufgebracht werden. Nach dem Metallisieren wird die Probe einem Lift-off unterzogen. Der Eindiffundierungsprozess erfolgt in einem speziell dafür ausgelegten Ofen. Die Kammer des Ofens kann sowohl evakuiert als auch mit Stickstoff bzw. Formiergas ($\text{Ar}/\text{H}_2/\text{N}_2$) geflutet werden. Die Probe wird auf ein Wolframschiffchen gelegt und die Kammer evakuiert. Anschließend wird jeweils für 30 s zuerst Stickstoff und dann Formiergas eingeleitet. Durch eine Stromquelle wird das Schiffchen auf 500 °C für 60 s aufgeheizt. Dadurch diffundieren Metallatome bis in die leitfähige Schicht des Wafers und erzeugen einen Kontakt zwischen der auf der Oberfläche befindlichen Metallisierung und dem n-GaAs. In Abbildung 3.7 ist dieser Teil nochmals in seinen Einzelschritten dargestellt.

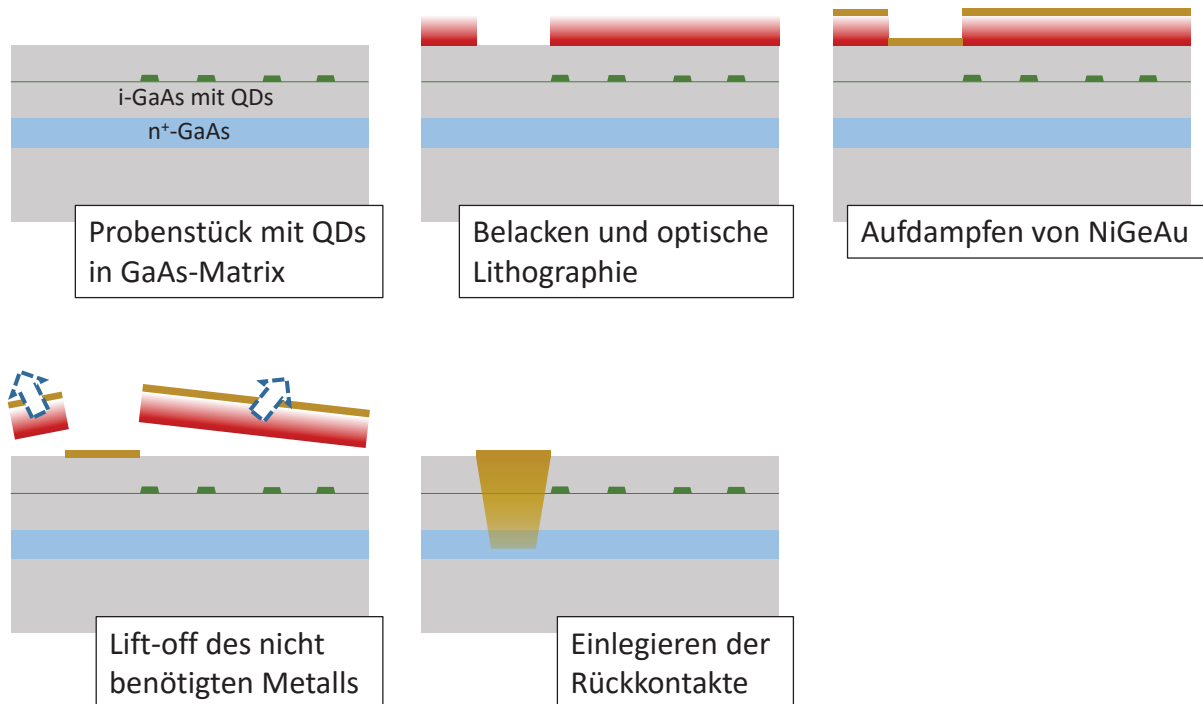


Abb. 3.7.: Überblick über die für die Herstellung von Rückkontakten notwendigen Schritte.

Semitransparentes Tor

Für die spätere optische Anregung mittels eines Lasers und zur Sicherstellung eines homogenen elektrischen Feldes entlang der QD-Wachstumsrichtung wird eine ca. 5-10 nm dicke Titanschicht aufgebracht. Die dazu benutzten rechteckigen Strukturen ($300 \times 400 \mu\text{m}$) werden dabei so ausgerichtet, dass sie mittig zwischen und durch einen Abstand von mindestens $100 \mu\text{m}$ getrennt von den zuvor aufgetragenen Rückkontakten liegen. Nach dem optischen Lithografie-Schritt wird das Titan mittels Elektronenstrahlverdampfen und einer Rate von 0,1 nm/s aufgebracht.

Frontkontakte

Nach einer erneuten Reinigung der Probe wird auf das zuvor aufgetragene Titan eine weitere Struktur belichtet. Diese ist in ihrem Aussehen davon abhängig, wie groß die Flächendichte der Quantenpunkte in der zu untersuchenden Probe ist. Für Proben mit wenigen QDs besitzen die Frontkontakte (Ringkontakte) eine rechteckige Öffnung mit den Abmessungen $190 \times 250 \mu\text{m}$ sowie alphanumerische Koordinaten zur

späteren Identifikation des zu untersuchenden Bereichs. Handelt es sich um einen Wafer mit einer hohen QD-Flächendichte, so ist es vorteilhafter, mit speziell eingebrachten Aperturen zur Selektion einzelner Quantenpunkte zu arbeiten, auf die im nächsten Teilabschnitt näher eingegangen wird. In beiden Fällen wird anschließend mittels Elektronenstrahlverfahrens eine Schichtfolge aus 10 nm Titan (Haftvermittler) und 200 nm Gold aufgedampft. Ein erneuter Lift-off stellt den vorläufigen Endpunkt der Probenpräparation dar.

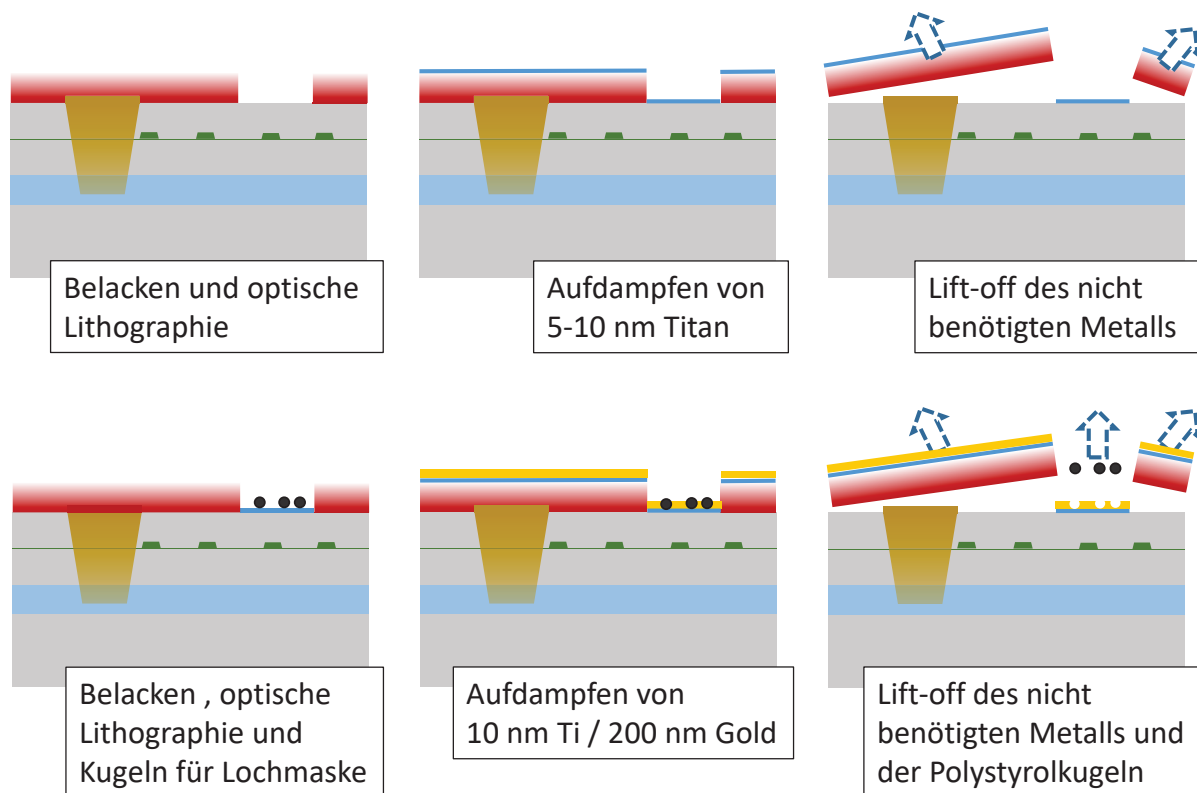


Abb. 3.8.: Überblick über die für die Herstellung von Titan-Gate und Positivkontakten inkl. Schattenmaske notwendigen Schritte.

Lochmaske

Um die zuvor erwähnten Aperturen mit einem Durchmesser zwischen $0,5\text{--}1\text{ }\mu\text{m}$ in die Frontkontakte einzubringen, muss zuerst eine Lösung aus Wasser und Polystyrolkugeln hergestellt werden. Dazu wird in 200 ml Wasser jeweils ein Tropfen einer kommerziell erhältlichen Lösung⁷ aus 2,5 % in Wasser gelösten Polystyrolkugeln mit einem Durchmesser von $0,5$ und $1\text{ }\mu\text{m}$ eingebracht. Durch das Verdünnen ergibt sich später eine nicht allzu hohe Lochanzahl im Kontakt. Auf die entwickelte Probe werden einige Tropfen der Lösung aufgebracht und nach einer Zeit von 120 s mittels einer Pipette abgesaugt. Durch die Schwerkraft sinken einige der Polystyrolkugeln auf die Probe ab, während die Überschüssigen im Tropfen verbliebenen wieder entfernt werden. Nach dem Trocknen der Probe durch Stickstoff erfolgt eine Begutachtung unter dem Lichtmikroskop. Ein erfolgreiches Aufbringen der Kugeln zeigt sich in einer homogenen Verteilung und in einer Flächendichte bei der idealerweise ein mittlerer Abstand von

⁷ Polybead® Sampler Kit I, Polysciences Inc.

3-4 μm besteht. Diese Distanz sollte möglichst nicht unterschritten werden, da der Durchmesser des zur optischen Anregung verwendeten Lasers ca. 2,5 μm beträgt. Wird nun auf die Probe die Ti/Au-Schicht der Frontkontakte aufgebracht, verhindern die Kugeln ein Abscheiden des Metalls an ihren Positionen. Hierbei ist es ratsam während des Aufdampfprozesses die Probe zu kühlen um ein Schmelzen des Polystyrols zu verhindern. Da die Kugeln höher sind als die aufgebrachte Metallschicht, bildet sich keine geschlossene Fläche. Deshalb können diese mittels eines geeigneten Lösungsmittels (z.B. Aceton) entfernt werden und hinterlassen die gewünschten Löcher bzw. Aperturen im Metallkontakt.

3.4.2. nip-Dioden

Ein weiterer in dieser Arbeit verwendeter Diodentyp basiert auf einer nip-Struktur, welcher sich im Gegensatz zu den zuvor diskutierten Strukturen durch eine weitere leitfähige Schicht mit p-Dotierung auszeichnet. Durch diese zusätzliche Zwischenschicht ist es nicht mehr möglich einen Einlegierungsprozess zu verwenden, da sonst ein Kurzschluss erzeugt würde und die Funktionalität unterbunden wäre. Aus diesem Grund wird an bestimmten Stellen der Probe mit Hilfe eines Ätzprozesses (siehe Unterabschnitt 3.4.3) das über der p-Schicht liegende Material entfernt. Hierzu wurden durch optische Lithografie die gleiche Geometrie erzeugt wie in Abschnitt 3.4.1. Nach dem Entwicklungsschritt erfolgt die Ätzung bis auf das p-dotierte Material, gefolgt von einem Aufbringen eines aus 10 nm Titan und 200 nm Gold bestehenden Kontaktes (Rückkontakt). Da die oberste Schicht bereits leitfähig ist, entfällt bei dieser Struktur das Aufdampfen einer semitransparenten Titanschicht. Der Frontkontakt wird wieder mittig zwischen die zuvor erzeugten Rückkontakte platziert und besteht aus mit Aperturen versehenen 10 nm Ti / 200 nm Au-Kontakten.

3.4.3. Reaktives Ionenätzen und nass-chemische Methoden

Da die verwendeten Wafer auf GaAs-Basis unterschiedlich leitfähige Schichten beinhalten, ist es teilweise nötig, verschiedene Abstufungen auf der Probe zu generieren oder bestimmte Bereiche durch Mesa-Strukturen von anderen zu separieren. Hierzu bieten sich zwei unterschiedliche Methoden an. Zum einen können vordefinierte Bereiche mit einer reaktiven Ionenätzanlage (RIE) freigelegt werden. Zum anderen kann auf ein nass-chemisches Verfahren mit Säuren zurückgegriffen werden. Beim reaktiven Ionenätzen (engl. reactive ion etching, RIE) erfolgt der Abtrag von Oberflächenatomen durch eine Kombination aus Sputtern und der chemischen Reaktion der beteiligten Gasteilchen. Der so erzeugte chemisch-physikalische Ätzprozess weist eine gute Kontrollierbarkeit im Bezug auf Homogenität, Ätzprofil und Ätzrate auf, wodurch sich auch tiefer liegende Schichten, ohne zu hohe Unterätzung der verwendeten Lackmaske, realisieren lassen. Das Ergebnis hängt dabei von verschiedenen Parametern ab. Neben dem verwendeten Gasgemisch sind die beiden wichtigsten Faktoren die Leistung des Plasmagenerators (HF) und die zusätzliche Verdichtung des Plasmas (high density plasma, HDP0). Für eine gute Reproduzierbarkeit wird die zu ätzende Probe auf eine bestimmte Temperatur gekühlt. Die Probe befindet sich dabei auf einem mit einem Siliziumwafer versehenen Halter (Chuck), welcher mittels flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Die thermische Kopplung wird durch einen Tropfen eines Silikonöls sichergestellt. Da es sich in diesem Fall um einen maschinell unterstützten Vorgang handelt, kann bei Kenntnis der Ätzraten die Ätztiefe sehr genau über die verwendete Zeit eingestellt werden. Da bei den Proben mit nip-Struktur eine Kontaktierung der p-Schicht nicht durch einen Diffusionskontakt erreicht werden kann, wurde hier mittels des RIE-Verfahrens bis in das p-dotierte Gebiet geätzt und anschließend eine Metallisierung aufgebracht. Durch die unterschiedlichen Schichten aus denen die Probe aufgebaut ist, musste im Vorfeld eine Bestimmung der Ätzraten durchgeführt werden. Die

hier verwendete Gaszusammensetzung BCl_3/SF_6 im Verhältnis 12 sccm/3 sccm bei einer HF-Leistung von 50 W mit 200 W HDP0 und einer Temperatur von -5°C hat sich in Vorversuchen bereits als zweckdienlich herausgestellt und liefert neben einem guten Abtrag auch eine sehr glatte Oberfläche. Aus Abbildung 3.9 lassen sich die unterschiedlichen Ätzraten ermitteln. Für reines GaAs als auch für n-dotiertes GaAs ergibt sich hier eine Rate von $6,0 \pm 0,3 \text{ nm/s}$ und für p-dotiertes GaAs eine Rate von $21,2 \pm 4,5 \text{ nm/s}$. Der Wert für die AlAs-Schicht ist mit $1,5 \pm 0,2 \text{ nm/s}$ deutlich niedriger. Der sehr große Unterschied in den Ätzraten zwischen reinem und p-dotiertem Galliumarsenid ist nicht vollständig klar, hängt aber sehr wahrscheinlich von der elektronischen Struktur der beiden Materialien ab und wurde auch bereits für Silizium beobachtet und untersucht [61]. Die hier ermittelten Werte haben sich auch in nachfolgenden Versuchen als sehr zuverlässig erwiesen, weshalb eine Ätzdauer von $t_{\text{Etch}} = 198 \text{ s}$ gewählt wurde, was zu einer theoretischen Tiefe von $\approx 1300 \text{ nm}$ führen sollte und somit nahezu in der Mitte der p-Schicht liegt. Die tatsächlich ermittelten Tiefen ergaben Werte von $1304 \pm 42 \text{ nm}$ und sind für die Zielsetzung ausreichend genau.

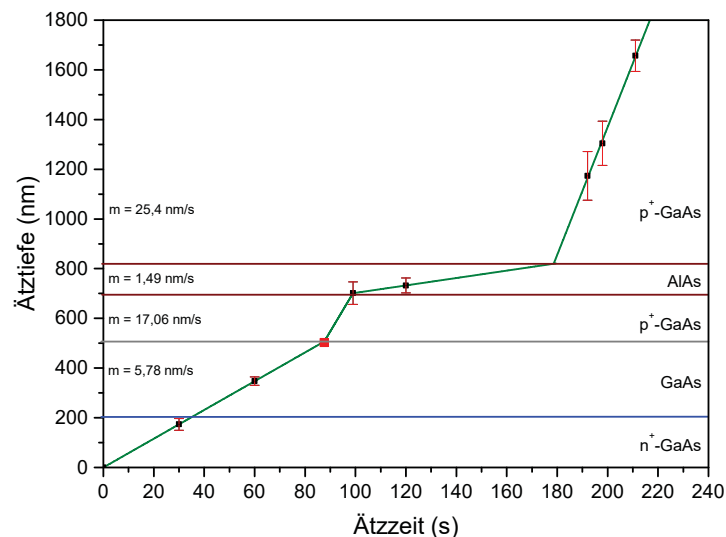


Abb. 3.9.: Ätztiefe in Abhängigkeit von der Zeit und die daraus gewonnenen Ätzraten für die unterschiedlichen Schichten der nip-Struktur

Da das soeben beschriebene Verfahren aufgrund des Kühlvorgangs zeitaufwendig ist und darüber hinaus wegen der verwendeten Mikrowellen nur für Proben ohne Metallisierungen geeignet ist, können auch nass-chemische Verfahren zum Ätzen herangezogen werden. Insbesondere Mesa-Strukturen lassen sich auf diese Weise schnell und einfach realisieren. Für das GaAs-Materialsystem bietet sich eine Kombination aus Schwefelsäure H_2SO_4 (96 %), Wasserstoffperoxid H_2O_2 (30 %) und Wasser H_2O (dest.) an. Da die Temperatur nicht variiert wurde und stets Raumtemperatur betrug, hängt die Ätzrate im Wesentlichen nur vom Mischungsverhältnis ab. Als Lösung bietet sich hier folgende Zusammensetzung an: $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}_2:\text{H}_2\text{O}$ im Verhältnis 1:1:10. Hierbei ergibt sich eine ungefähre Ätzrate von $1 \mu\text{m}/\text{min}$. Diese Mischung sollte aufgrund der Flüchtigkeit des Wasserstoffperoxids nicht länger als 30 Tage verwendet werden und nach jedem neuen Ansatz ist eine genaue Bestimmung der Ätzrate durchzuführen.

3.5. Realisierung des epitaktischen Lift-offs

Die bisherigen Ausführungen zur Präparation gelten in erster Linie für Proben, welche auf ihrem Galliumarsenid-Substrat verbleiben, können aber auch in abgewandelter Form für Hybridproben Verwendung finden. Um die Heterostruktur auf ein neues Wirtssubstrat zu übertragen und somit eine Hybridisierung zu erreichen bedarf es einiger Schritte, die im nun folgenden Teil genau erläutert werden sollen [27, 52, 54, 56, 62–64].

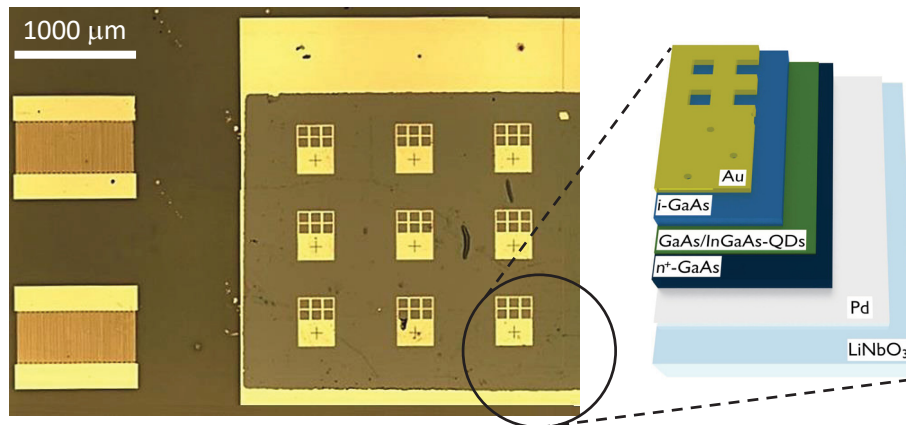


Abb. 3.10.: Hybridprobe bestehend aus einem Lithiumniobat Substrat (LiNbO_3) mit interdigitalen Schallwandlern und der dazwischenliegenden ELO-Membran (n^+ -GaAs/GaAs/InGaAs-QDs/i-GaAs) mit sichtbaren Frontkontakten aus Gold (Au) und dem unter der Membran aufgetragenen Palladium-Rückkontakt (Pd).

3.5.1. Herauslösen der Probe aus dem Wafer und deren Reinigung

Bevor weitere Fabrikationsschritte erfolgen können, muss zunächst eine Probe aus dem Ursprungswafer entnommen werden. Als ideale Größe haben sich Stücke mit Abmessungen zwischen 2×2 mm bis 3×3 mm herausgestellt. Der Wafer wird mit der Frontseite auf ein weiches Reinraumentuch gelegt und auf der Rückseite wird mit Hilfe eines Stahllineals und eines feinen Diamantritzers eine durchgängige Linie eingeritzt. Anschließend lässt sich das Material durch leichten Druck an dieser Linie brechen. Dieses Vorgehen führte zu deutlich besseren Ergebnissen, als eine Trennlinie in Kristallvorzugsrichtung durch eine kleine Einkerbung am Rand zu erzeugen. Die so gewonnenen Probenstücke müssen mehrfach gereinigt werden, wie es bereits in Abschnitt 3.3.1 beschrieben wurde.

3.5.2. Beschichtung der Probenstücke und Herstellung von Apiezonfäden

Um die Heterostruktur von ihrem Substrat abheben zu können, ist es nötig, diese mit einer speziellen Wachsschicht zu versehen. Diese dient zum einen als Stabilisierung der fragilen Membran als auch dazu, den später folgenden Ätzprozess zu unterstützen. Ein dafür geeignetes Wachs trägt die Bezeichnung Apiezon Wax W⁸. Dieses Material ist gegen Säuren sehr beständig und lässt sich nur durch einige organische Lösungsmittel z.B. Trichlorethen oder Toluol auflösen, wobei letzteres aufgrund der geringeren Gesundheitsgefährdung vorzuziehen ist. Die Applikation des Apiezons auf der Probe kann im Grunde auf zwei Wegen erfolgen. Bei der ersten Methode kann eine Lösung des Wachses in Toluol erfolgen und tropfenweise auf die Probe aufgebracht werden. Dazu werden 25 g des Apiezons in 100 ml Toluol

⁸ M&I Materials Ltd.

gelöst und mit einer Pipette aufgetragen. Hierbei muss die Oberflächenspannung stets so hoch sein, dass nichts von der Lösung über die Kante der Probe läuft, da ansonsten ein späteres Abheben der Membran unterbunden wird. Daher ist es ratsam, zwischen jedem Pipettierschritt das enthaltene Lösungsmittel verdampfen zu lassen. Anschließend wird die Probe für ca. 1 Stunde bei 85 °C in einen Ofen eingebracht, um die Schicht zu homogenisieren. Auf diesen Schritt kann bei Bedarf verzichtet werden, um eine eventuell thermische Beeinträchtigung der Probe zu unterbinden. Um ein Verkleben der Probenkanten zu vermeiden, kann auch zuvor eine dünne Lackschicht aus S1813 aufgeschleudert werden, da auch dieser Lack gegen Flusssäure beständig ist.

Die so vorbereiteten Proben müssen für den Ätzprozess noch an einer Teflonhalterung befestigt werden. Dazu wird abermals das schwarze Wachs herangezogen. Auf einer Heizplatte wird in einem Glasgefäß eine gewisse Menge des Apiezons bei 250 °C geschmolzen. Nach dem Herunternehmen des Gefäßes von der Heizplatte kann eine aus einem Draht geformte Spirale in das zähflüssige Wachs getaucht werden und so Fäden mit einem Durchmesser von 1-2 mm und einer Länge von mehr als 10 cm erzeugt werden. Nach einigen Minuten sind diese erstarrt und man kann diese mit dem beschichteten Probenstück verbinden. Dazu lässt man einen kleinen Tropfen Toluol den Faden herunterlaufen, so dass er an der Spitze hängen bleibt. Faden und das auf der Probe befindliche Apiezon werden in Kontakt gebracht und getrocknet. Da der Trocknungsprozess einige Minuten in Anspruch nimmt, ist es hierbei hilfreich, eine mechanische x-y-z-Positioniereinheit zu verwenden.

Eine andere Methode der Beschichtung nutzt den relativ niedrigen Schmelzpunkt von ca. 85 °C des Wachses aus. Dazu wird die Probe in einem kleinen Glasbehälter auf einer Heizplatte auf 120 °C aufgeheizt. Ein bereits im Vorfeld hergestellter Apiezonfaden wird als Applikationshilfe benutzt. Der Faden wird dabei auf eine Länge von ca. 3 cm gekürzt und mit der Spitze punktuell in der Mitte der Probe mit dieser in Kontakt gebracht. Dadurch schmilzt ein gewisser Teil des Wachses und beschichtet das Probenstück langsam von der Mitte nach außen. Aufgrund der hohen Viskosität des Apiezons wird durch diesen Auftragungsprozess ein Verkleben der Probenkante unterbunden. Hierbei hat sich auch gezeigt, dass die thermische Belastung der Probe keine merklichen Auswirkungen auf die Qualität der übertragenen Membran aufweist. Um eine Verbindung zu der Aufhängung mittels eines weiteren Apiezonfadens herzustellen, wird die noch warme Probe mit einer Pinzette direkt an dessen Spitze in Kontakt gebracht. Dabei ist die Restwärme ausreichend, um eine stabile Verbindung zwischen dem Faden und dem auf der Probe befindlichen Apiezon herzustellen.

3.5.3. Separation von Heterostruktur und Grundsubstrat

Nach oben beschriebener Vorbereitung muss nun das GaAs-Grundsubstrat entfernt werden. Hierzu wird die Teflonhalterung auf ein Gefäß mit 10 %iger Flusssäure (Hydrogenfluorid, HF) gesetzt, so dass sich die Proben ca. 1 cm über dem Gefäßboden in der Säure befinden. Die Ätzdauer hängt dabei von der Größe der Probe ab und beträgt für 2×2 mm Proben ca. 10-12 Stunden. Hierbei bietet es sich an, diesen Schritt über Nacht durchzuführen, da durch die hohe Selektivität zwischen GaAs und AlAs ein Überätzen der Probe ausgeschlossen ist. Bei der Ätzung wird die 100 nm dicke AlAs-Opferschicht aufgelöst und das Grundsubstrat fällt ab, so dass sich nur noch die am Apiezon fixierte Membran an der Aufhängung befindet. Durch die Spannung des auf der Probe befindlichen Apiezons werden die äußeren Bereiche der Probe leicht nach oben gebogen, so dass ein größerer Ätzkanal entsteht.

Aufgrund der hohen Toxizität der Flusssäure sind geeignete Schutzmaßnahmen zu ergreifen. Neben der persönlichen Schutzausrüstung finden diese Arbeiten in einem speziell dafür ausgelegten Abzug statt. Nach dem Herausnehmen der Proben aus der Säure werden diese mehrmals in ein Reinstwasserbad getaucht, um eventuell verbleibende Flusssäurereste zu entfernen. Nach Kontrolle des pH-Wertes kann

die Membran auf ihr neues Wirtssubstrat aufgebracht werden.

3.5.4. Hybridisierung der GaAs-Membran mit Lithiumniobat

Der Übertrag auf das neue Wirtssubstrat beginnt dadurch, dass der Apiezonfaden ca. 5 mm über der Membran abgeschnitten und mittels einer Pinzette auf die Wasseroberfläche eines zuvor bereitgestellten Glasgefäßes gesetzt wird. Aufgrund der Oberflächenspannung und des geringen Gewichts schwimmt dieser oben auf. Anschließend wird die Schicht von der Wasseroberfläche herunter genommen und auf das nochmals gereinigte LiNbO_3 -Substrat aufgesetzt. Durch den an der Membran befindlichen Wassertropfen kann diese auf dem Wirtssubstrat positioniert werden. Befindet sich die ELO-Schicht an der gewünschten Position, so wird das restliche Wasser mit einem saugfähigen Reinraumtuch abgesaugt. Anschließend erfolgt eine Trocknung der Probe bei max. 50 °C auf einer Heizplatte für mindestens eine Stunde. Für ein optimales Ergebnis wird die Probe für weitere 5-6 Stunden bei Raumtemperatur getrocknet, so dass sich eine Bindung zwischen Galliumarsenid und Lithiumniobat ausbilden kann. Da die Bindung durch van-der-Waals-Kräfte bestimmt ist, ist diese jedoch relativ schwach und kann je nach Zielsetzung zu gering sein. Um eine stärkere Verbindung zu gewährleisten, kann das neue Wirtssubstrat an der Position der ELO-Schicht zuvor mit einer 60-100 nm dicken Palladium-Metallisierung versehen werden. Dieses Metall besitzt die Eigenschaft, eine direkte Bindung mit GaAs einzugehen, wodurch die Stabilität der Probe deutlich erhöht und ein späteres Ablösen der Membran ausgeschlossen wird. Diese Metallschicht kann dabei gleichzeitig als Rückkontakt für die Diodenstrukturen dienen, führt aber auch dazu, dass die Dämpfung der Oberflächenwelle erhöht wird. Zum Ende des Prozesses wird das noch auf der Probe befindliche Wachs durch mehrmaliges Spülen mit Toluol entfernt und ein Reinigungsschritt mit Aceton und Isopropanol durchgeführt.

3.6. Kontaktieren der Strukturen

Um Messungen an den hergestellten Proben vornehmen zu können, müssen diese kontaktiert werden. Dazu wird ein handelsüblicher Transistorsockel mit 12 Anschlüssen verwendet und die Probe mit Hilfe eines Silberleitlacks fixiert. Dieser dient darüber hinaus als thermische Kopplung für später erfolgende Tieftemperaturmessungen.

3.6.1. Kontaktieren mittels des Wedge-Wedge-Bondverfahrens

Metallische Strukturen, welche auf nicht hybridisierten Proben oder direkt auf Lithiumniobat aufgebracht wurden, können in der Regel maschinell mit einem Bonder⁹ kontaktiert werden. Dieses Gerät arbeitet ähnlich einer Nähmaschine, wobei ein 25 µm dicker Aluminiumdraht mechanisch auf die zu kontaktierende Stelle gedrückt und mit einem Ultraschallimpuls angeheftet wird. Da beide Kontaktstellen des Drahtes auf diese Weise befestigt werden, nennt sich dieses Verfahren Wedge-Wedge-Bonden. Im Falle von interdigitalen Schallwandlern werden so jeweils eine Zuleitung für das Massenpotential (Bondpad1) und eine weitere für den HF-Anschluss (Bondpad2) erzeugt.

3.6.2. Kontaktieren durch Kleben

Im Gegensatz zur vorhergehenden Kontaktierungsmethode können Metallisierungen auf bereits übertragenen ELO-Schichten nicht mit Hilfe des Wedge-Wedge-Bondens kontaktiert werden, da die mechani-

⁹ 747730E der Firma Westbond

sche Krafteinwirkung und der zusätzliche Ultraschallimpuls die Schicht zerstören, indem sich diese vom Wirtssubstrat löst oder Löcher in ihr erzeugt werden. Auch Versuche mit einem Ball-Wedge-Verfahren, bei dem mit Hilfe einer elektrischen Entladung die Spitze eines 25 µm dicken Golddrahtes zu einer Kugel (Ball) aufgeschmolzen wird und somit eine Krafteinwirkung reduziert werden sollte, führten nicht zu zufriedenstellenden Ergebnissen.

Aus diesem Grund wurde ein von Hand durchgeführtes Kleben mittels eines Zwei-Komponenten-Silbepoxids¹⁰ herangezogen. Dieser mit Silberpartikeln versetzte Kleber wird aus zwei Komponenten im Verhältnis 1:1 angesetzt und kann entweder bei Raumtemperatur (24 h) oder bei 100 °C (15 min) ausgehärtet werden. Aufgrund der Zeitersparnis, als auch für die spätere Tieftemperaturmessung, ist es nötig, diesen bei hoher Temperatur trocknen zu lassen. Dies erzeugt eine höhere Leitfähigkeit des Materials und verhindert, dass die elektrische Leitung bei Heliumtemperatur nicht unterbunden wird, was bei Raumtemperatur-Härtung vorkommen kann. Zuerst wird ein 100 µm dicker Silberdraht von ca. 5 mm Länge an einem Pin des Transistorsockels mit dem Kleber befestigt und für 15 min auf einer Heizplatte ausgehärtet. Anschließend wird der Draht mit einer kleinen Schere auf die benötigte Länge verkürzt und mit einer Pinzette so gebogen, dass er den Frontkontakt der Diode berührt. Ein kleiner Tropfen des Silbepoxids wird mit einer feinen Nadel aufgenommen und am Berührungspunkt von Draht und Frontkontakt appliziert. Anschließend erfolgt ein weiterer Aushärtungsschritt. Durch dieses Verfahren ist es möglich, die Kontaktierung ohne jegliche belastende Kraftinduzierung auf die Probe durchzuführen. Auch die maximal benutzte Temperatur von 100 °C ist verträglich mit den zulässigen Parametern für die ELO-Proben. Eine Alternative zum Kleben der Kontakte besteht in dem lithografischen Aufbringen von Leiterbahnen, welche über den Rand der ELO-Membran bis auf das LiNbO₃-Substrat gehen. Hierbei ist allerdings zu bedenken, dass eine Höhe von ca. 500 nm zwischen ELO-Schicht und Wirtssubstrat überbrückt werden muss. Ein weiteres Problem bei einem solchen Verfahren besteht auch in den unterschiedlich leitfähigen Schichten der Proben und in der Metallisation, die der Rückkontaktierung dient. Würde man hier einen Kurzschluss erzeugen, führt dies unweigerlich zu einer Unterbindung der Bauteilfunktionalität. Eine Lösung, um diesen Effekt zu vermeiden, besteht darin, eine Isolationsschicht aus z.B. SiO₂ aufzubringen, welche wichtige elektrische Bereiche voneinander separiert.

¹⁰ EPO-TEK EE129-4, Epoxy Technology Inc.

3.7. Probleme beim ELO-Prozess und der Diodenfunktionalität

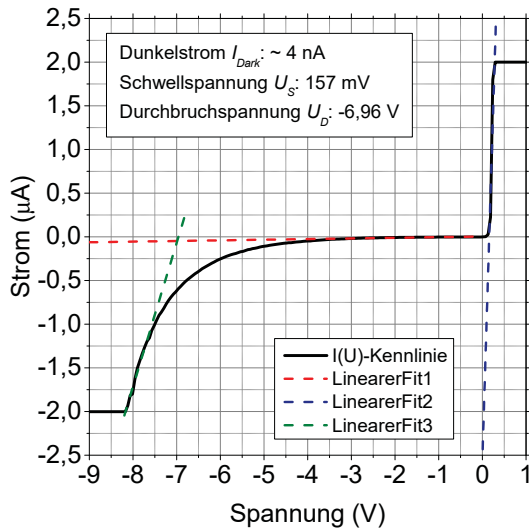
3.7.1. Fabrikationstechnische Schwierigkeiten

Bei dem Übertrag der sehr dünnen kristallinen GaAs-Schicht auf das neue Wirtssubstrat können einige Probleme auftreten, die an dieser Stelle kurz diskutiert und deren Vermeidung aufgezeigt werden soll. Eines der Hauptprobleme stellt die geringe Dicke der Membran und damit die Fragilität dar. Im Prinzip könnte man zwar auf etwas dickere Schichtdicken zurückgreifen, dies ist jedoch für die vorhandene Probengeometrie und die physikalische Zielsetzung nicht zweckdienlich. Aus diesem Grund ist darauf zu achten, dass die aufgetragene Apiezonschicht weder zu dick noch zu dünn ist. Bei einer zu großen Menge des Wachses auf der Probe führt dies zu hohen Spannungen während der Flusssäureätzung. Vor allem in der Nähe der Probenkante kann es deshalb zu einer vermehrten Rissbildung innerhalb des Galliumarsenids kommen. Bei einer zu geringen Beschichtung kann es vorkommen, dass auch hier die Probenkanten aufgrund der mangelnden Stabilisierung während des Spülvorgangs, am Ende der Ätzung, abbrechen. Abgebrochene Teile der ELO-Schicht können sich dabei auch zwischen dieser und dem Lithiumniobat-Substrat einlagern, wodurch unerwünschte Wölbungen entstehen und eine weiterführende Bearbeitung der Probe entweder stark behindert oder unmöglich wird. Bei einer nicht ausreichend gesäuberten Probe ist es auch möglich, dass Partikel zu Löchern in der Schicht führen. Dies führt dazu, dass bei einem späteren Metallisieren der Stelle ein Kurzschluss zwischen Rück- und Frontkontakt erzeugt wird und so eine Funktionalität des Bauteils nicht mehr gegeben ist. Bei den Hybridproben besteht zudem die Gefahr, dass durch die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten der beteiligten Materialien Temperaturveränderungen zu einer Beschädigung führen. Bei der weiteren Prozessierung sollte daher eine Temperatur von $T_{max} = 150^\circ\text{C}$ nicht überschritten werden. Dadurch ist auch ein nach dem epitaktischen Lift-off durchzuführendes Einlegieren von Rückkontakten bei Temperaturen von 500°C nicht mehr möglich.

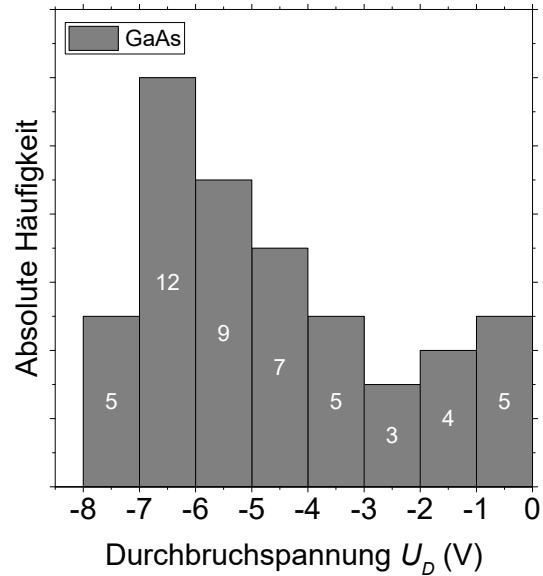
3.7.2. Vergleich der unterschiedlichen Herstellungsverfahren

Wie bereits in Abschnitt 2.4 dargelegt wurde, ist eine Herstellung der Proben auf zwei unterschiedlichen Wegen realisierbar. Zum einen das sogenannte Pre-Processing-Verfahren, bei dem die Dioden vor dem Transfer der Membran vollständig hergestellt werden, zum andern das Post-Processing-Verfahren, bei dem zuerst die Heterostruktur auf das neue Wirtssubstrat übertragen wird und anschließend Frontkontakte metallisiert werden. Die Wahl des Verfahrens hat dabei Einfluss auf die Funktionalität der Dioden. Um dies zu zeigen, wurden die Daten von jeweils 50 Kennlinien für die unterschiedlichen Prozesse ausgewertet. Abbildung 3.11(a) zeigt dabei eine solche Kennlinie mit den drei charakteristischen Größen Dunkelstrom (I_{Dark}), Schwellspannung (U_S) und Durchbruchspannung (U_D).

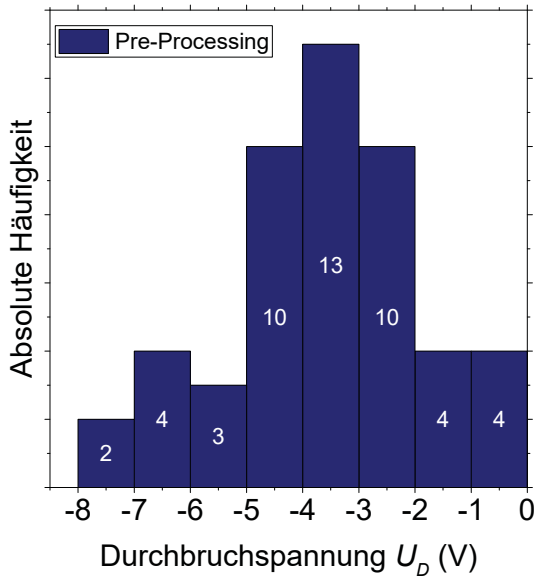
Als charakteristische Größe für die weitere Auswertung bietet sich hierbei die Durchbruchspannung U_D an. In der Regel gilt dabei, dass eine normal funktionierende Diode besser ist, je negativer ihre Durchbruchspannung ist. In Abbildung 3.11(b-d) sind die entsprechenden Auswertungen in einem Säulendiagramm dargestellt. Hierbei wurden die einzelnen Dioden entsprechend ihren Durchbruchspannungen U_D in Kategorien $|\Delta U_D| = 1\text{ V}$ eingeteilt. Besitzt eine Kennlinie zum Beispiel einen Wert $U_D = -1,6\text{ V}$, so wird diese zur Säule des Intervalls $-2\text{ V} < U_D < -1\text{ V}$ gezählt.



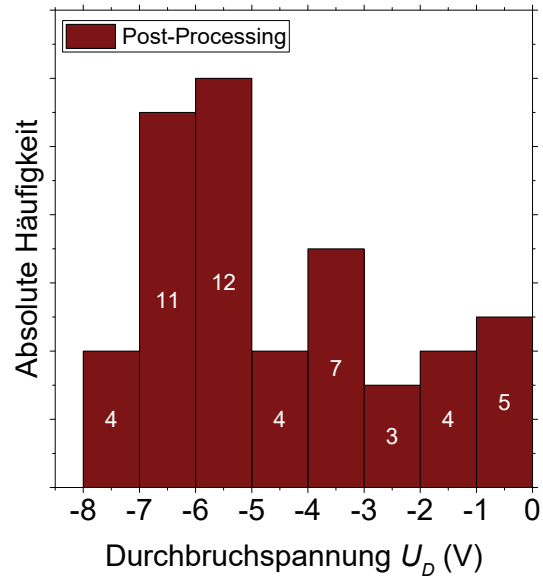
(a) I(U)-Kennlinie einer Diode mit ihren charakteristischen Größen.



(b) Dioden direkt auf Galliumarsenid hergestellt.



(c) Im Pre-Processing-Verfahren hergestellte Dioden.



(d) Im Post-Processing-Verfahren hergestellte Dioden.

Abb. 3.11.: Kennlinie einer Diode (a) und absolute Häufigkeit der Durchbruchspannungen von jeweils fünfzig vermessenen Diodenstrukturen für drei verschiedene Herstellungsverfahren (b-d).

In Abbildung 3.11(b) sind dabei die Daten für den Fall gezeigt, wenn die Struktur nicht transferiert wird und somit auf ihrem ursprünglichen GaAs-Substrat verbleibt. Das Häufigkeitsmaximum liegt dabei in einem Bereich von $-7 \text{ V} < U_{\text{D}} < -6 \text{ V}$. Wird nun diese Schicht mitsamt der Diodenkontakte auf Lithiumniobat übertragen (Abbildung 3.11(c) / Pre-Processing), so verschiebt sich dieses Häufigkeitsmaximum in positive Richtung in einen Bereich $-4 \text{ V} < U_{\text{D}} < -3 \text{ V}$. Dies zeigt, dass der

ELO-Prozess hier einen negativen Einfluss auf die Funktionalität des Bauteils hat. Eine Begründung hierfür ist, dass vor allem Dioden, welche am Rand der Schicht liegen, verstärkt Spannungen während des Transferprozesses ausgesetzt sind. Hierbei konnte des Öfteren beobachtet werden, dass Teile der Membran Risse aufwiesen, wodurch der Stromfluss innerhalb der leitfähigen Schicht behindert wird. Es zeigt sich aber auch, dass der Anteil der sehr schlecht bis gar nicht funktionierenden Dioden in beiden Fällen einen Wert $\leq 20\%$ nicht überschreitet. Vergleicht man zusätzlich Proben, welche im Post-Processing-Verfahren hergestellt wurden (Abbildung 3.11(d) / Post-Processing), so liefert diese Technik Ergebnisse, die mit denen der nicht übertragenen Strukturen vergleichbar sind. Hierbei liegt das Maximum der Häufigkeitsverteilung wieder in einem negativeren Bereich von $-7\text{ V} < U_D < -5\text{ V}$ als dass es bei dem zuvor betrachteten Herstellungsverfahren der Fall ist. Die Ausfallrate liegt ebenfalls bei einem Wert $\leq 20\%$. Als Hauptgrund hierfür lässt sich die nachträgliche und gezielte Fabrikation der Frontkontakte in Bereichen der Membran anführen, die nicht durch den Transferprozess beschädigt wurden. Diese Erkenntnisse wurden daher zum Anlass genommen, um Proben, welche zu einem fortgeschrittenen Zeitpunkt der Arbeit hergestellt wurden, hauptsächlich im Post-Processing-Verfahren zu generieren.

3.7.3. Probleme bei der Temperaturstabilität

Ein Problem, das die Funktionalität der Hybridproben im Experiment beeinflusst, ist die Temperaturstabilität. Da die spektroskopischen Untersuchungen die Kühlung der Proben auf eine Temperatur $T \approx 10\text{ K}$ voraussetzen, kam es häufiger zu einer Zerstörung¹¹ der Dioden. Vor allem bei Schottky-Dioden konnte dies beobachtet werden. Hierbei scheint allerdings nicht der Kühlvorgang das Problem zu sein, sondern das Aufwärmen der Probe nach den Messungen. Obwohl die Aufwärmrate R_+ bei einem geringeren Wert von typischerweise $R_+ = 0,3\text{ K/min}$ im Gegensatz zur Kühlrate $R_- = 5\text{ K/min}$ lag, konnten in nachträglich durchgeführten Messungen der Kennlinien bei Raumtemperatur keine Diodeneigenschaften mehr beobachtet werden. Da diese Temperaturzyklen für nicht transferierte Proben keine Beeinträchtigung darstellen, muss dieses Problem in der Kombination der verschiedenen Materialien liegen. Ein möglicher Grund könnten die unterschiedlichen Wärmeausdehnungskoeffizienten von Galliumarsenid und Lithiumniobat sein. Diese führen bei einer Temperaturänderung zu Spannungen an der Grenzschicht, welche sich auch in der leicht brüchigen kristallinen GaAs-Membran fortpflanzen können. Dadurch könnten vermehrt Risse innerhalb der Halbleiterschicht entstehen, welche die Funktionalität der Dioden unterbinden. Ein zweiter möglicher Grund ist die pyroelektrische Eigenschaft des LiNbO_3 -Wirtssubstrats. Eine Temperaturänderung führt hierbei zu einer makroskopisch messbaren elektrischen Spannung. Im Falle einer plötzlichen Spannungsspitze innerhalb der Diode führt dies zu einer dauerhaften Zerstörung des Bauteils. Vor allem der letztgenannte Grund ist wahrscheinlich, da nip-Dioden in Experimenten eine bessere Stabilität aufwiesen. Aufgrund des Halbleiter-Metall-Kontaktes bei Schottky-Dioden sind diese im Gegensatz zu nip-Dioden deutlich anfälliger für hohe Spannungen und elektrische Ströme.

¹¹ Als Zerstörung wird hier eine Durchbruchspannung $U_D > -0,3\text{ V}$ bezeichnet, da so kein diodenähnliches Verhalten des Bauteils mehr vorhanden ist.

4. Experimentelle Verfahren und Aufbauten

*In der Wissenschaft beginnt alles
Neue damit, daß jemand brummt
'Hmmm...ist ja komisch'*

Isaac Asimaov

Das folgende Kapitel dient der Erläuterung der verwendeten Geräte, Aufbauten und Messprinzipien. Diese reichen von einfachen Messungen der Strom-Spannungs-Charakteristika der hergestellten Dioden an einem Spitzenmessplatz bei Raumtemperatur, über die Ermittlung der Frequenzeigenschaften der interdigitalen Schallwandler mit einem vektoriellen Netzwerkanalysator bis hin zu komplexeren optischen und elektrischen Versuchen in einem Aufbau für Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie.

4.1. Diodencharakterisierung mit dem Spitzenmessplatz

Ein Spitzenmessplatz besteht im Wesentlichen aus drei Hauptkomponenten. Ein mit Mikrometerschrauben einstellbarer x-y-z-Probenstisch dient als Auflage für die zu untersuchende Probe. Diese lässt sich mit Hilfe einer angeschlossenen Vakuumpumpe über ein kleines Loch im Tisch ansaugen und wird so fixiert. Die zweite Komponente sind vier Messspitzen (Messnadeln), welche sich in alle drei Raumrichtungen bewegen lassen und mit elektrischen Zuleitungen versehen sind. Die Positionierung der Messnadeln muss dabei sehr vorsichtig durchgeführt werden, um die Metallbeschichtung auf der Probe nicht zu zerkratzen. Hierfür ist eine Stereolupe als dritte Komponente angebracht. Für die Diodencharakterisierung wird üblicherweise eine 2-Punkt-Messung durchgeführt. Dies bedeutet, dass nur zwei der Messspitzen herangezogen werden. Eine wird dabei auf den Rückkontakt, die andere auf den Frontkontakt der Diodenstruktur gesetzt. Ein angeschlossenes Source-Meter¹ dient sowohl als Spannungsquelle als auch als Aufzeichnungsgerät für den dabei fließenden Strom. Um möglichst schnell viele Messpunkte ermitteln zu können, wurde zu diesem Zweck ein Programm² verwendet, bei dem sich direkt der Spannungsbereich und die gewünschte Schrittweite einstellen lassen. Die so gewonnenen Daten werden in Abschnitt 6.2 dargestellt und diskutiert.

4.2. Charakterisierung der interdigitalen Schallwandler mit dem Netzwerkanalysator

Die Frequenzeigenschaften der interdigitalen Schallwandler sind von entscheidender Bedeutung, da eine akustische Oberflächenwelle mit maximaler Intensität nur dann erzeugt wird, wenn eine hochfrequen-

¹ Keithley 2400 oder 2601

² LabView

te Wechselspannung mit der exakten Resonanzfrequenz an das Bauteil angelegt wird. Bei bekannter Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle auf dem Substrat kann zwar über Gleichung 2.24 und der IDT-Geometrie die Anregungsfrequenz bestimmt werden, ist aber aufgrund von fabrikationstechnischen Ungenauigkeiten nicht exakt. Zudem ändert sich die Wellengeschwindigkeit mit der Temperatur, wodurch sich bei Raumtemperatur geringfügig andere Werte ermitteln lassen als im Tieftemperaturexperiment. Ein mögliches Verfahren, um die genaue Resonanzfrequenz zu erhalten, besteht in der Messung der Reflexion eines eingekoppelten Signals am IDT. Genauer gesagt in der Ermittlung des Reflexionsparameters S_{11} . Dieser entspricht dem sogenannten Reflexionsfaktor

$$r = \mathbf{Re} \, r + i \mathbf{Im} \, r = S_{11} = \frac{U_{ref}}{U_{ein}} = \frac{Z - Z_{opt}}{Z + Z_{opt}} \quad (4.1)$$

Er lässt sich entweder aus dem Verhältnis der Spannungsamplituden der einlaufenden (U_{ein}) und reflektierten elektrischen Welle (U_{ref}) oder aus der Impedanzfehlانpassung bestimmen. In der Hochfrequenztechnik hat sich dabei eine optimale Impedanz $Z_{opt} = 50 \Omega$ durchgesetzt. Ein vektorieller Netzwerkanalysator³ speist hierzu ein Signal mit gleicher Intensität aber unterschiedlichen Frequenzen ein und ermittelt den reflektierten Anteil. Wird die Resonanzfrequenz des Schallwandlers getroffen, so erzeugt dieser eine Oberflächenwelle, wodurch weniger Signal mit dieser Frequenz reflektiert wird. Da der Netzwerkanalysator das Verhältnis von Aus- und Eingangssignal gegen den untersuchten Frequenzbereich aufträgt, erhält man ein Minimum bei der Resonanzfrequenz. Besitzt die Probe einen zweiten IDT mit gleicher Resonanz im Schallpfad (Verzögerungsleitung), so kann auch eine Transmissionsmessung erfolgen. Der hierbei ermittelte Parameter wird mit S_{12} bezeichnet. Dieser lässt auch Rückschlüsse über die eingespeiste P_{ein} und transmittierte P_{trans} Leistung zu, denn es gilt:

$$|S_{12}|^2 = \frac{P_{trans}}{P_{ein}} \quad (4.2)$$

Hierfür wird wiederum am ersten Schallwandler ein HF-Signal mit breitem Frequenzspektrum angelegt, nun aber das am zweiten IDT ankommende Signal analysiert. Dadurch ergibt sich ein Maximum im Intensität-Frequenz-Graphen an der Position der Resonanzfrequenz.

An dieser Stelle sei allerdings darauf hingewiesen, dass es in der HF-Technik üblich ist, nicht direkt die Leistung in der Einheit Watt anzugeben, sondern der Leistungspegel L_P Verwendung findet. Dieser wird in der logarithmischen Einheit Dezibel Milliwatt (dBm) angegeben und kann mit folgenden Gleichungen umgerechnet werden:

$$\begin{aligned} L_P[\text{dBm}] &= 10 \log_{10} \left(\frac{P[\text{mW}]}{1 \text{ mW}} \right) \\ P[\text{mW}] &= 10^{\frac{L_P[\text{dBm}]}{10}} \cdot 1 \text{ mW} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Hiermit lässt sich auch die sogenannte Einfügedämpfung (engl. insertion loss, IL) als direktes Verhältnis von eingespeister und transmittierter Leistung angeben:

$$IL[\text{dB}] = -10 \cdot \log_{10} \frac{P_{trans}[\text{mW}]}{P_{ein}[\text{mW}]} = -10 \cdot \log_{10}(1 - |r|^2) \quad (4.4)$$

³ Model ZVC von Rhode & Schwarz

4.3. Detektion einer SAW mit dem Oszilloskop

Neben der zuvor erläuterten Charakterisierung der IDTs, kann auch eine Kombination aus Frequenzgenerator und Oszilloskop verwendet werden. Hierbei besteht sowohl die Möglichkeit, entweder die Resonanzfrequenz des Schallwandlers zu bestimmen oder die Geschwindigkeit der SAW auf dem Substrat zu ermitteln. Voraussetzung in diesem Fall ist eine Verzögerungsleitung aus zwei Schallwandlern wie sie auch für die Transmissionsmessungen mit dem Netzwerkanalysator verwendet wird. Ausgangspunkt für die Bestimmung der Eigenfrequenz des IDTs bildet die theoretische ermittelte Resonanzfrequenz ω_{theo} . Am Sender-IDT wird mit dem Frequenzgenerator ein Bereich von $\omega_{theo} \pm 20\text{MHz}$ in 1 MHz Schritten durchgefahen und jeweils das Signal am Empfänger-IDT mit dem Oszilloskop ermittelt. Die gesuchte Frequenz ergibt sich an der Stelle des Maximalwerts des Signals. Ist man dagegen an der Schallgeschwindigkeit der Welle auf dem verwendeten Substrat interessiert, so generiert man einen SAW-Puls an IDT1 und detektiert die Zeit, die dieser benötigt, um an IDT2 anzukommen. Aus der gemessenen Zeitverzögerung und der Laufstrecke kann so die Oberflächenwellengeschwindigkeit bestimmt werden.

4.4. Messung von Schichtdicken und Ätzprofilen

Für die Herstellung der untersuchten Proben wurden zahlreiche Messungen mit einem Profilometer⁴ getätigt, um die Dicke von aufgetragenen Metallisierungen oder die Charakteristika von Ätzprofilen zu ermitteln. Dabei wird die Probe durch Unterdruck auf einem Halter befestigt und eine feine Diamantnadel wird bei konstanter Geschwindigkeit in horizontalen Linien im Tastschnittverfahren über die Oberfläche gerastert. Durch die vertikale Lageveränderung der Messspitze lässt sich somit ein Oberflächenprofil erstellen. Die Positionierung der Spitze erfolgt durch Anfahren eines manuell gewählten Nullpunktes, wobei eine Videokamera zur Orientierung in dem Gerät verbaut ist. Die Genauigkeit der Messung hängt dabei sowohl von den eingestellten Parametern (Sensitivität, Messgeschwindigkeit) als auch von der Reinheit der Probe ab. Aus diesem Grund werden in der Regel eine Vielzahl von Messungen durchgeführt und ein Mittelwert für gleiche Strukturen gebildet. Auch die in Abbildung 3.9 ermittelten Ätztiefen entstanden auf diese Weise.

Eine weitere Möglichkeit der Schichtdickenbestimmung kann durch die Verwendung eines Rasterelektronenmikroskops erfolgen. Dabei muss die zu vermessende Struktur allerdings bis an die Probenkante aufgebracht sein oder es muss eine neue Kante durch Brechen der Probe erzeugt werden. Durch die exakte Kalibrierung des Elektronenstrahls können auf diese Art die verschiedenen Abstufungen exakt ausgemessen werden.

Bei sehr dünnen Schichten, wie es z.B. bei einem semitransparenten Schottky-Gate aus 5 nm Titan der Fall ist, kann auch durch ein Rasterkraftmikroskop der Höhenunterschied zwischen Substrat und Metall ermittelt werden. Da eine solche Messung relativ zeitaufwendig ist, wurde dies nur gelegentlich zur Kontrolle der Schichtdickenkontrolleinheit der Aufdampfanlage durchgeführt.

⁴ DEKTAK

4.5. Mikro-Photolumineszenz-Aufbau

Die zentrale optische Untersuchungsmethode, die in dieser Arbeit zum Tragen kam, ist die Mikro-Photolumineszenz-Spektroskopie (μ -PL). Hierbei wird ein Laserstrahl durch ein Objektiv auf die Probe fokussiert. Diese befindet sich in einem Helium-Durchflusskryostaten. Die dadurch erzeugten Elektron-Loch-Paare rekombinieren nach kurzer Zeit unter Aussendung eines Photons. Das so emittierte Licht wird zurück durch das Objektiv geleitet und anschließend in Richtung eines Gitterspektrometers ausgekoppelt. Zur Detektion der so gewonnenen Spektren wird ein stickstoffgekühltes ladungsgekoppeltes Bauteil (engl. charge-coupled device, CCD) verwendet. Die Daten werden mit einem Computer erfasst und können so später ausgewertet werden. Neben den optischen Komponenten besitzt der Versuchsaufbau einige elektrische Geräte, die sowohl der Generation von Oberflächenwellen, dem Betrieb der Diodenstrukturen als auch der Synchronisation zwischen SAW und Laserpulslen dienen. Da es sich um ein komplexes Zusammenspiel vieler Komponenten handelt, wird im Folgenden darauf näher eingegangen.

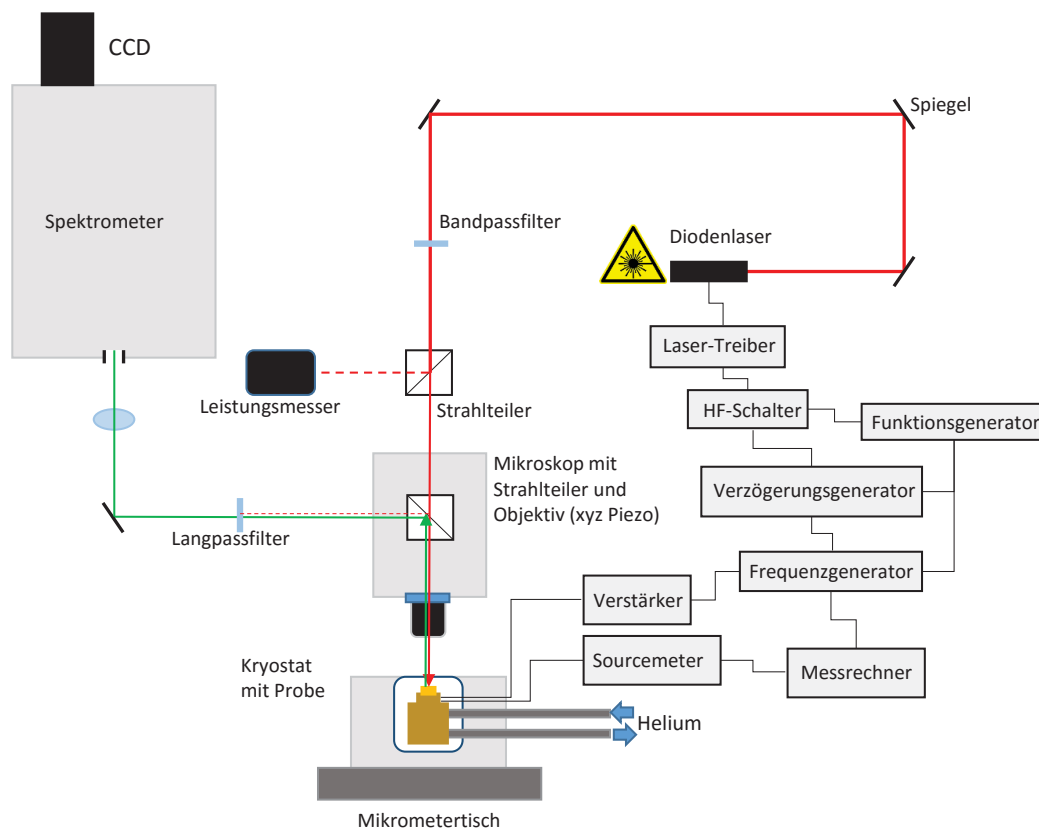


Abb. 4.1.: Mikro-Photolumineszenz-Aufbau: Eine Probe befindet sich in einem Helium-Durchflusskryostaten und wird mittels eines gepulsten Diodenlasers angeregt. Die Intensität des Lasers wird mit einem Leistungsmesser überwacht und der Strahl wird durch ein 50x-fach-Objektiv auf die Probe fokussiert. Mit einem Mikrometertisch und einer Piezo-Stage kann der Anregungsort eingestellt werden. Das von der Probe emittierte Licht gelangt über einen Strahlteiler zu einem Spektrometer und wird dort mit Hilfe einer CCD analysiert. Verschiedene Geräte dienen dem Betrieb der auf der Probe befindlichen Strukturen und der Synchronisation zwischen Laser- und Oberflächenwellenpulslen.

4.5.1. Strahlengang der Anregung

Zur Anregung der Probe mittels Licht werden verschiedene Laser verwendet, welche sich wie alle anderen optischen Komponenten auf einem luftgefederten schwingungsgedämpften Tisch⁵ befinden. In dieser Arbeit wurden dabei ausnahmslos zwei gepulste Halbleiterlaser⁶ mit Wellenlängen im roten ($661\text{ nm} \hat{=} 1,88\text{ eV}$) und infraroten ($850\text{ nm} \hat{=} 1,46\text{ eV}$) Spektralbereich verwendet. Diese lassen sich über einzelne Spiegel in den Hauptweg des Strahlengangs einkoppeln. Nach dem Passieren eines auf den verwendeten Laser abgestimmten schmalbandigen Bandpassfilters, welcher der Unterdrückung unerwünschter Lasermodes dient, trifft der Strahl auf einen Strahlteiler. Dieser lenkt 50 % des Lichts auf ein installiertes Leistungsmessgerät⁷ und die andere Hälfte weiter in Richtung Mikroskop. Zusätzlich kann an dieser Stelle weißes Licht einer Leuchtdiode eingekoppelt werden, welches der besseren Ausleuchtung der Probe und damit der Positionierung dient. Die verwendeten Objektive⁸ besitzen dabei eine 50x-fache Vergrößerung mit einer numerischen Apertur (NA) von 0,50 für den sichtbaren Bereich und 0,55 für das nahe Infrarot. Nachdem der Strahl das Objektiv passiert hat, wird er durch ein Deckglas auf die Probe fokussiert. Diese ist auf einem Chip-Carrier aufgebracht, welcher in einen Kupferhalter eingesteckt werden kann. Neben elektrischen Anschlüssen ist dieser Halter mit Zuleitungen für flüssiges Helium versehen. Dieser sogenannte Helium-Durchflussskryostat dient der Kühlung der Probe. Das Helium wird dabei mittels eines Überhebers und einer Vakuumpumpe aus einer Kanne durch den Kryostaten gesaugt und erlaubt Messtemperaturen, die soweit nicht anders erwähnt, zwischen 5-10 Kelvin betragen. Für die Kontrolle der Temperatur ist ein Messfühler in der Nähe der Probenposition angebracht, wodurch sich mittels eines Heizelements eine exakte Temperatur elektronisch erfassen und einstellen lässt.

4.5.2. Strahlengang der Detektion

Das nach der Anregung von der Probe emittierte Photolumineszenzsignal wird zusammen mit dem ebenfalls reflektierten Laserlicht durch das Objektiv aufgenommen und mittels eines im Mikroskop verbauten Strahlteilers in Richtung Detektor ausgekoppelt. Da das reflektierte Laserlicht unerwünscht ist, kann dieses durch einen entsprechenden Filter im weiteren Verlauf des Strahlengangs unterdrückt werden. Da die hier untersuchten Quantenpunkte vor allem in einem Bereich von 900-1000 nm emittieren und ein Laser von maximal 850 nm verwendet wird, bietet sich ein 900 nm Langpassfilter an. Dieser unterdrückt dabei alle Wellenlängen, welche kleiner als 900 nm sind und führt demnach dazu, dass nur noch das gewünschte Messsignal der Probe weitergeleitet wird. Durch eine Sammellinse wird das Licht anschließend auf den Eingangsspalt eines 0,5 m Gitterspektrometers⁹ fokussiert. Die Spaltbreite ist dabei variabel in einem Bereich von 0-150 μm einstellbar und wird bei Experimenten in der Regel auf 100 μm festgelegt. Zudem befindet sich dort ein Shutter, welcher durch das entsprechende Messprogramm gesteuert werden kann und abhängig vom verwendeten Messmodus ständig geöffnet oder nur während einer Einzelmessung für die Dauer der Integrationszeit geöffnet ist. Dies dient vor allem der Minimierung von Streu- bzw. Raumlicht während der Messung. Die Aufspaltung des Signals wird durch ein Gitter mit 1200 Strichen pro Millimeter realisiert und erlaubt so eine Auflösung von ca. 60 μeV bei 900 nm auf dem CCD-Chip. Das durch Beugungseffekte spektral aufgespaltene Licht besitzt je nach Wellenlänge einen anderen Beugungswinkel, wodurch die verschiedenen Anteile auch an unterschiedlichen Orten auf den CCD-Chip

⁵ RS3000, Newport

⁶ Picoquant

⁷ PM100A, Thorlabs

⁸ Olympus

⁹ SpectraPro 2500i, Acton Research

auftreffen und so aufgrund des pixelartigen Aufbaus der Kamera eine eindeutige Zuordnung zulassen. Um thermisches Rauschen weitgehend zu unterdrücken, wird die CCD-Kamera mit flüssigem Stickstoff gekühlt.

4.5.3. Justage und Messposition

Da eine typische Probe einen zu untersuchenden Bereich von ca. 2×2 mm aufweist, ist es nötig, den Punkt der Anregung variabel verfahren zu können. Da der Anregungsbereich stets auch den Detektionsbereich darstellt, ist zum einen der Kryostat auf einem Mikrometertisch aufgesetzt, welcher sich mit Hilfe zweier Schrittmotoren in x-y-Richtung verfahren lässt, zum anderen kann das Objektiv durch ein Piezoelement in alle drei Raumrichtungen feinjustiert werden. Unter Zuhilfenahme der bereits zuvor erwähnten weißen LED und einer direkt am Mikroskop angebrachten Kamera lässt sich so eine bestimmte Position auf der Probe anfahren. Schaltet man hierbei den Laser mit schwacher Intensität zu, so wird auch der ca. $2 \mu\text{m}$ große Laserspot sichtbar und eine exakte Anregungsposition kann eingestellt werden. Hierzu können auf der Probe noch spezielle Strukturen als Markierungen (Marker) aufgebracht sein, welche eine Navigation zu gewünschten Positionen zusätzlich erleichtern. Für die Fokussierung des Lasers ist es zudem nützlich, das Spektrometer bzw. die CCD im Bildmodus (Image-Mode) zu betreiben. Hierbei wird die nullte Ordnung betrachtet und ein für das sichtbare Spektrum ausgelegter Strahlteiler verwendet, so dass man ein reales Bild erhält, wodurch sich der Fokus und die Position des Lasers einstellen lässt.

4.5.4. Elektrische Ansteuerung und Hochfrequenzkomponenten

Da sich auf den Proben auch Komponenten befinden, welche einer elektrischen Ansteuerung bedürfen, sind auch diverse Geräte für diesen Zweck verbaut. Auf das genaue Zusammenspiel der nun folgenden Einzelkomponenten wird in diesem und den nachfolgenden Unterkapiteln eingegangen. Für das Erzeugen eines statischen aber variablen elektrischen Feldes entlang der Quantenpunktwachstumsrichtung werden die Diodenstrukturen mit einem Sourcemeter betrieben. Hierbei wird eine Spannung eingestellt und es kann gleichzeitig der dabei fließende elektrische Strom ermittelt werden. Für die Generation von akustischen Oberflächenwellen muss ein hochfrequentes Wechselspannungssignal am IDT angelegt werden. Hierzu wird ein Frequenzgenerator¹⁰ in Kombination mit einem Verstärker eingesetzt. Um einen zu hohen Wärmeeintrag und den Einfluss von Reflexionen an den Probenkanten auf die Messergebnisse beim Betrieb der SAW zu unterbinden, wird die Welle in einer gepulsten Weise erzeugt. Die Pulsdauer beträgt dabei $\approx 1 \mu\text{s}$ mit einer Wiederholrate von $10 \mu\text{s}$ ($f_{\text{exp}}=100 \text{ kHz}$). Da der Laser ebenfalls gepulst mit einer maximalen Wiederholrate von 80 MHz betrieben wird, soll eine Anregung nur dann stattfinden, wenn am Anregungsort auf der Probe auch eine Oberflächenwelle aktiv ist. Aus diesem Grund muss eine Synchronisation zwischen SAW- und Laserpuls bewerkstelligt werden. Ein 10 MHz Referenzsignal bildet dabei die Basis für alle beteiligten Geräte. Da die Geschwindigkeit $v_{\text{SAW}} \approx 4 \text{ km/s}$ der SAW deutlich geringer ist als die des Lasers $v_{\text{Laser}} = c$, muss der Laserpuls zu einem späteren Zeitpunkt ausgelöst werden. Hierzu wird ein Verzögerungsgenerator¹¹ verwendet. Ein vom Frequenzgenerator erzeugter Triggerpuls teilt dem Verzögerungsgenerator den Start eines Oberflächenwellenpulses mit. Die benötigte Zeitverzögerung Δt ergibt sich durch den Abstand Δx des IDTs vom Anregungspunkt und der Geschwindigkeit der Oberflächenwelle v_{SAW} zu $\Delta t = \Delta x / v_{\text{SAW}}$. Nach Verstreichen dieser wird der Laserpuls durch den Verzögerungsgenerator ausgelöst.

¹⁰ SME03, Rhode & Schwarz

¹¹ DG 535, Stanford Research Systems

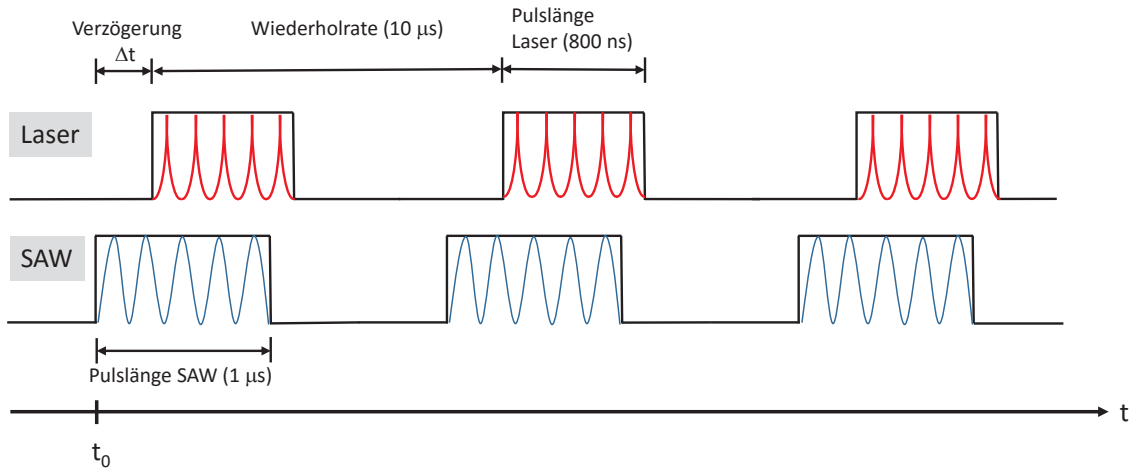


Abb. 4.2.: Synchronisation zwischen Oberflächenwellen- und Laserpuls.

Um zu verhindern, dass der Laserpuls länger als die Dauer der Oberflächenwellenaktivität $t_{SAW,AN} = 1000\text{ ns}$ aktiv ist, wird ein Funktionsgenerator verwendet, welcher eine Rechteckspannung dazu benutzt, das Lasersignal für eine maximale Dauer von $t_{Laser,AN} = 800\text{ ns}$ bereitzustellen. In Abbildung 4.2 sind die einzelnen Pulse von Oberflächenwelle und Laser sowie deren zeitliche Korrelation dargestellt.

4.6. Zeit- und phasenintegriertes Messschema

Eine Messung erfolgt jeweils über eine bestimmte Integrationszeit $T_{int} > 1\text{ s}$, wodurch ein Aufsummieren der Messsignale einer Vielzahl einzelner SAW-Pulse erfolgt. Der Laser wird entweder durch den internen Lasertreiber mit $f_{Laser,int} = 80\text{ MHz}$ oder durch ein externes Signal mit einer beliebig einstellbaren Laserfrequenz $f_{Laser,ext} \leq 80\text{ MHz}$ gepulst. Da die Oberflächenwelle in der Regel kein ganzzahliges Vielfaches n der internen Laserfrequenz ist $f_{SAW} \neq n \cdot f_{Laser,int}$, führt dies dazu, dass der Laserpuls stets bei einer andern Phasenlage der SAW eine Anregung erzeugt. Dadurch ergibt sich eine Mittelung über verschiedene Phasenlagen des Wellenpaketes der Oberflächenwelle. Dies ist in Abbildung 4.3 für vier Laserpulse gezeigt. Der erste Puls trifft dabei bei der Phase φ_1 auf, wohingegen der zweite Puls bei einer Phase $\varphi_2 \neq \varphi_1$ eine Anregung bewirkt.

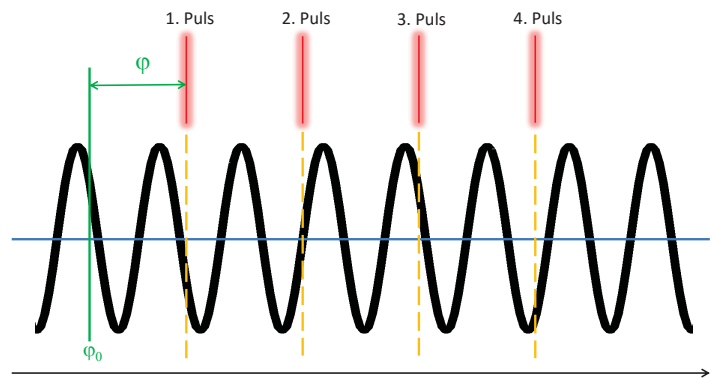


Abb. 4.3.: Phasenintegriertes Messschema

4.7. Phasengekoppeltes Messschema

Um die Abhängigkeit eines physikalischen Vorgangs von der SAW-Phase genauer zu untersuchen, bedarf es allerdings einer anderen Technik, um die Mittelung zu unterdrücken. Bei dem so genannten phasengekoppelten Messschema [65] werden die beteiligten Geräte und Frequenzen so abgestimmt, dass der Laserpuls stets bei der gleichen Phasenlage zu einer Anregung des Systems führt. Bei dieser Art der Messung erfolgt ebenfalls ein zeitliches Aufsummieren einzelner Messsignale, jedoch wird nun der Laser extern getriggert, wobei gilt $f_{SAW} = n \cdot f_{Laser, int}$ mit $n \in \mathbb{N}$. In Abbildung 4.4 ist dies für $f_{SAW} = 2 \cdot f_{Laser}$ dargestellt. Durch diese stroboskopische Anregung und dem Ändern der relativen Phase φ im Bereich von 0 bis 2π während der Messung lässt sich der Einfluss der einzelnen Phasenlagen genauer betrachten.

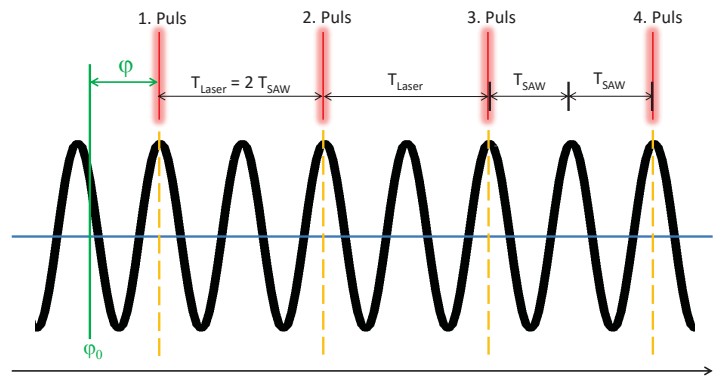


Abb. 4.4.: Phasengekoppeltes Messschema

5. Wechselwirkung von Oberflächenwellen mit hybridisierten Quantenstrukturen

*Das Ganze ist mehr
als die Summe seiner Teile*

Aristoteles

Die Kontrolle der Zustände eines Quantenpunktes mit Hilfe einer Diodenstruktur und des dadurch erzeugten elektrischen Feldes ist ein bereits viel untersuchtes Thema [10, 37, 38, 66, 67]. Die Schwierigkeit besteht allerdings darin, diesen Kontrollmechanismus durch eine akustische Oberflächenwelle zu ergänzen und so neben der statischen auch eine dynamische Kontrolle der Emission zu erzielen. Hierzu lassen sich im Grunde zwei Fälle betrachten. Zum einen könnten alle Elektroden (Dioden und Schallwandler) direkt auf dem hergestellten Wafer fabriziert werden oder es kann die optisch aktive GaAs-Heterostruktur mittels eines ELO-Verfahrens auf ein neues besser geeignetes Substrat transferiert werden. In diesem Kapitel werden daher erste Untersuchungen an Hybridstrukturen diskutiert. Mit Hilfe des epitaktischen Lift-offs lassen sich so unterschiedliche Systeme wie Quantentöpfe oder Quantenpunkte unter dem Einfluss einer akustischen Welle betrachten. Durch die hierbei höheren Schallintensitäten lassen sich auch Effekte untersuchen, welche auf reinen GaAs-basierten Proben nicht auftreten können. Außerdem wird eine Motivation des ELO-Verfahrens speziell für Diodenstrukturen gegeben, was die deutlichen Vorteile gegenüber konventionellen Probengeometrien hervorhebt.

5.1. Oberflächenwellen im Hybridsystem

5.1.1. PL-Unterdrückung der Quantentopfemission durch eine SAW

Um erste Effekte einer Oberflächenwelle im Hybridsystem zu untersuchen, wurden undotierte Schichten ohne Quantenpunkte auf LiNbO_3 übertragen. Diese stammen aus einem Waferbereich in dem nur die Benetzungsschicht (engl. Wettinglayer, WL) vorhanden ist, welche einen sehr dünnen Quantentopf darstellt [68]. Die dabei erzielten Ergebnisse wurden zu Teilen in [69] veröffentlicht. Mit Hilfe der SAW kann die Photolumineszenz des Quantentopfes unterdrückt oder es kann die Dynamik der Ladungsträger genauer betrachtet werden. Regt man das Quantentopfsystem mittels eines Lasers hinreichender Energie an ($\lambda_L = 661 \text{ nm}$), so zeigt sich das in Abbildung 5.1 dargestellte ungestörte Spektrum (schwarz), wobei die Intensität gegen die Energie bzw. Wellenlänge aufgetragen ist. Das Signal umfasst dabei einen Wellenlängenbereich von 20 nm und reicht von 832-852 nm, wobei das Maximum bei 842 nm zu finden ist. Läuft nun eine akustische Welle über die Struktur, so tritt eine stetige Reduzierung der Intensität mit steigender Leistung der am interdigitalen Schallwandler angelegten Wechselspannung auf. Dieses Verhalten ist dabei für drei ausgewählte Leistungen gezeigt. Für diesen Effekt können zwei wesentliche Gründe angeführt werden. Zum einen erfolgt durch das die Oberflächenwelle begleitende elektrische Feld eine

Dissoziation der Exzitonen, zum anderen können so Ladungsträger örtlich separiert werden und mittels der SAW den Detektionsbereich verlassen [70, 71]. Das Trennen der beiden Ladungsträgerarten ist eine Konsequenz der phasengleichen sinusförmigen Modulation der Bandkanten. Hierbei wandern Elektronen in das Leitungsbandminimum und Löcher in das Valenzbandmaximum.

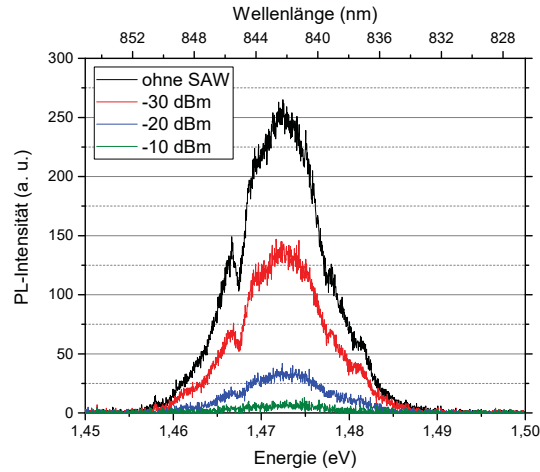


Abb. 5.1.: Spektrum eines Quantentopfes und dessen Unterdrückung durch eine Oberflächenwelle. Das ungestörte Spektrum ohne SAW (schwarz) verliert dabei mit zunehmender SAW-Leistung an Intensität (rot⇒blau⇒grün). Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d12_ELO

Mit zunehmender Stärke der akustischen Welle werden so immer mehr Ladungsträger voneinander getrennt. Ab einer gewissen Leistung kann somit kein Elektron-Loch-Paar strahlend rekombinieren, da sich unterschiedliche Ladungsträger nun örtlich um eine Distanz $x_{e-h} = \lambda_{SAW}/2$ voneinander entfernt aufhalten. Aufgrund des Fortschreitens der Welle führt dies zu einem bipolaren Ladungstransport. Eine in positive x-Richtung laufende Welle kann dabei ein am Ort x_0 erzeugtes Elektron-Loch-Paar zum Punkt $x_1 > x_0$ befördern, wobei die Rekombination durch den räumlichen Abstand verhindert wird. Am Punkt x_1 können beide Ladungsträger mit Hilfe einer Metallschicht oder eines weiteren Einschlusspotentials (z.B. eines Quantenpunktes) wieder zur Rekombination gebracht werden [70]. Damit ist es möglich, makroskopische Strecken ($>1\text{mm}$) zu überbrücken.

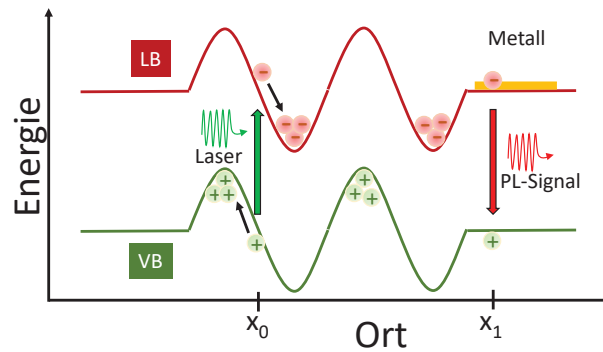


Abb. 5.2.: Bipolarer Ladungstransport durch eine SAW und anschließende Rekombination der Elektron-Loch-Paare an einer Metallfläche.

5.1.2. Ladungsträgerdynamik im Quantentopf

Geht man von einem reinen zeitintegrierten Experiment am Quantentopf zu Untersuchungen über, bei denen nun explizit die Phase der Oberflächenwelle und der damit verbundene Anregungszeitpunkt eingestellt werden kann, so ergibt sich ein etwas komplexeres Bild. Man stellt fest, dass nicht nur eine Abschwächung der Intensität durch die zunehmende Leistung der Oberflächenwelle stattfindet, sondern auch Oszillationen mit der Anregungsphase auftreten. In Abbildung 5.3 sind zur Darstellung dieses Effekts drei ausgewählte phasenaufgelöste Messungen präsentiert.

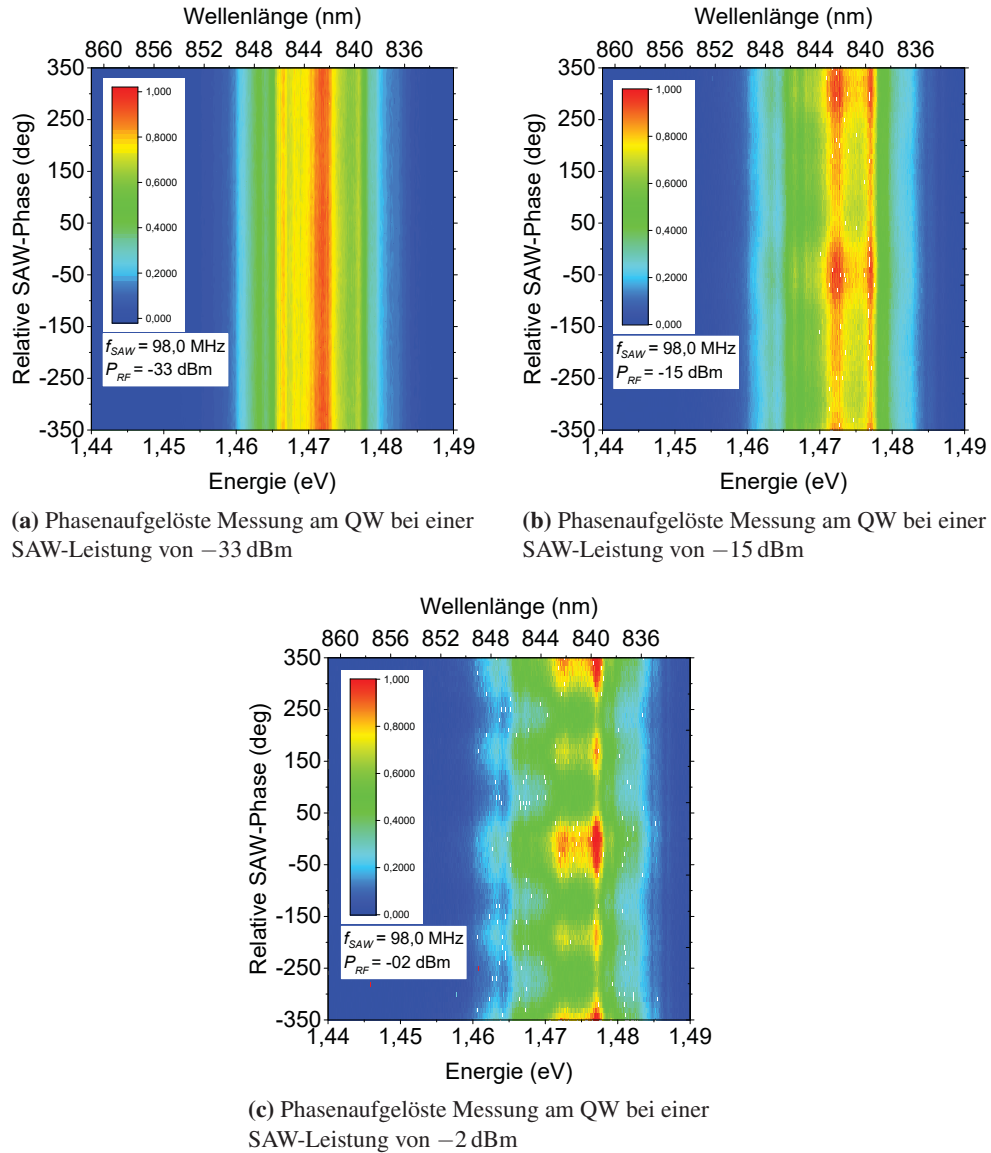


Abb. 5.3.: Phasenaufgelöste Messungen am Quantentopf und mit der SAW verbundene induzierte Oszillationen der Intensität. Die Phase wurde dabei über zwei Zyklen der akustischen Welle variiert und die Intensität farbcoodiert über den Wellenlängenbereich des QW aufgetragen. Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d4_ELO

Hierbei ist die relative Phase der SAW über zwei Zyklen $-350^\circ \leq \varphi \leq +350^\circ$ (ungefähr: $-2\pi \leq \varphi \leq 2\pi$) gegen den zuvor betrachteten Wellenlängenbereich des Quantentopfes aufgetragen. Während für eine Leistung $P_{RF} = -33\text{ dBm}$ nur eine schwache Änderung der Intensität (farbcodiert) über den betrachteten Phasenbereich auftritt, zeigen sich bei einer Leistung $P_{RF} = -2\text{ dBm}$ deutliche Oszillationen der Intensität mit der Anregungsphase. Diese Beobachtung legt den Schluss nahe, dass es sich bei dem Intensitätsverlust nicht lediglich um eine einfache Dissoziation der zuvor gebildeten Exzitonen handelt, da hierbei lediglich eine Oszillation auftreten dürfte. Normiert man die PL-Intensität und trägt diese gegenüber der relativen Phase φ der Oberflächenwelle auf (vgl. Abbildung 5.4), so kann man erkennen, dass für $P_{RF} = -2\text{ dBm}$ vier Oszillationen im Bereich $-350^\circ \leq \varphi \leq +350^\circ$ auftreten, also zwei Oszillationen für einen Zyklus von 2π .

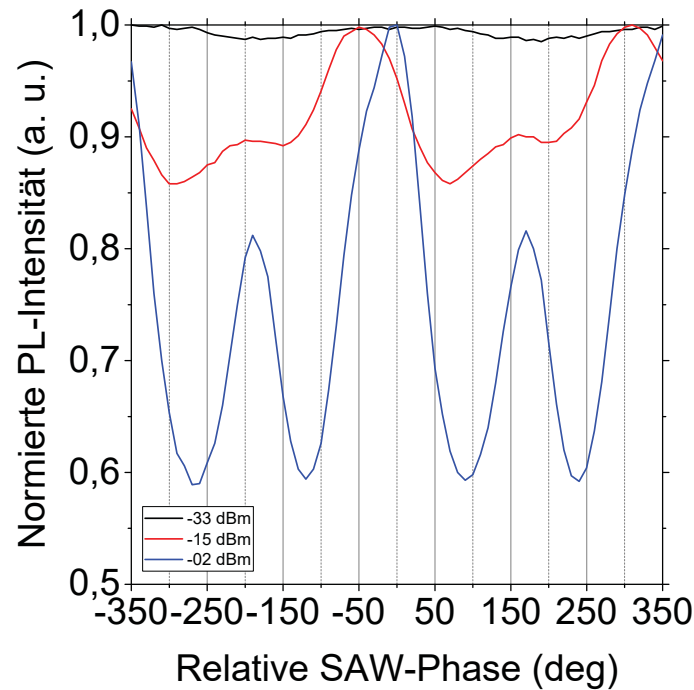


Abb. 5.4.: Normierte PL-Intensität in Abhängigkeit von der relativen SAW-Phase für die zuvor angesprochenen Leistungen der Welle. Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d4_ELO

Des Weiteren erkennt man, dass über den hier untersuchten Leistungsbereich $-33\text{ dBm} \leq P_{RF} \leq -2\text{ dBm}$ ein Übergang von einer zu zwei Oszillationen stattfindet, was auch bei der mittleren Leistung von $P_{RF} = -15\text{ dBm}$ bereits deutlich wird. Um diesen Effekt weiter zu untersuchen und den Mechanismus dahinter zu verstehen, wurden weitere detailliertere phasenaufgelöste Messungen durchgeführt. Abbildung 5.5 zeigt die dadurch gewonnenen Ergebnisse. Zum Einsatz kamen dabei Schallwandler, die Oberflächenwellen mit einer Wellenlänge $\lambda_{SAW} = 40\mu\text{m}$ erzeugen, was damit einer Frequenz $f_{SAW} = 98\text{ MHz}$ ($T_{SAW} = 10,2\text{ ns}$) entspricht. Die GaAs-Membran mit einer Dicke von $d_{Membran} = 500\text{ nm}$ ist damit 80 mal kleiner als die akustische Wellenlänge. Für die Anregung wurde der gepulste 661 nm-Diodenlaser mit einer Pulslänge von $\approx 60\text{ ps}$ und einer zeitgemittelten Leistung von 500 nW verwendet. Die Leistung wurde dabei in einem Bereich $-41\text{ dBm} \leq P_{RF} \leq 27\text{ dBm}$ variiert und die relative Phase jeweils von $-2\pi \leq \varphi \leq 2\pi$ verändert. Durch das Erhöhen der SAW-Leistung tritt hier ebenfalls die charakteristische Abschwächung der PL-Intensität auf.

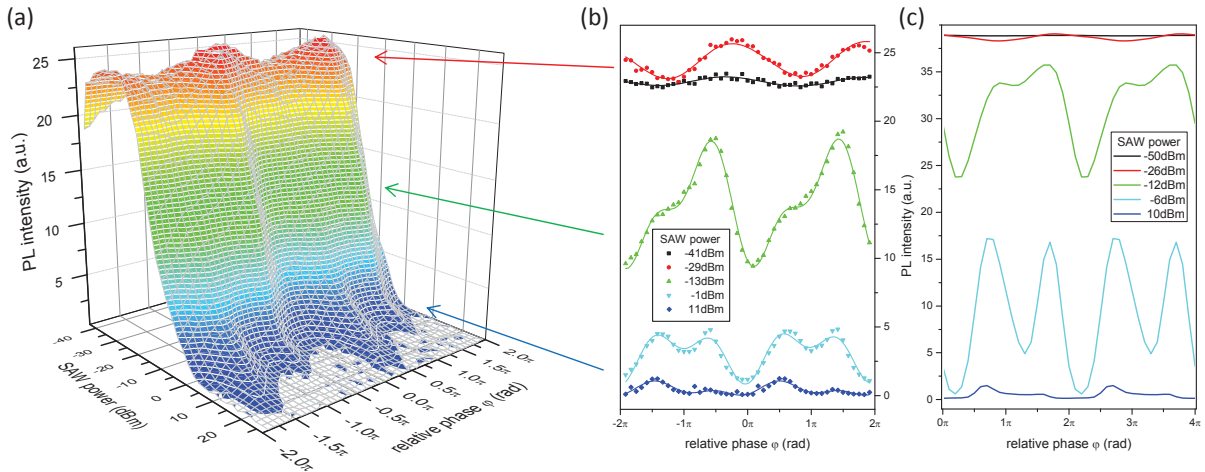


Abb. 5.5.: (a) Dreidimensionale Darstellung der Quantentopf-Emission als Funktion der SAW-Leistung und relativen SAW-Phase (Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d3_ELO). (b) Fünf ausgewählte Phasenscans inklusive Fitfunktion und (c) entsprechende Simulationsergebnisse.[69]

Betrachtet man hingegen die auftretenden Oszillationen in Abbildung 5.5(b) über einen Zyklus der Oberflächenwelle ($\Delta\phi = 2\pi$), so lassen sich vier Fälle unterscheiden:

Fall 1: Sehr kleine SAW-Leistungen ($P_{RF} \leq -40$ dBm / schwarze Linie)

Für diese Leistungen ist nahezu keine Modulation der Intensität gegeben.

Fall 2: Schwache SAW-Leistungen im Bereich (-40 dBm $\leq P_{RF} \leq -25$ dBm / rote Linie)

In diesem Bereich findet eine Modulation mit der einfachen Periode der Oberflächenwelle statt, wobei ein Intensitätsunterschied $\Delta I \leq 10\%$ verzeichnet werden kann. Darüber hinaus steigt die Gesamtintensität gegenüber dem ungestörten Fall sogar leicht an. Dies kann dadurch erklärt werden, dass die endliche Mobilität von Elektronen und Löchern den Ladungstransport, aufgrund der schwachen Bandkantenmodulation, unterbinden.

Fall 3: Mittlerer SAW-Leistungsbereich (-25 dBm $\leq P_{RF} \leq 10$ dBm / grüne und hellblaue Linie)

In diesem Bereich findet ein Übergang von einem Maximum zu zwei Maxima pro SAW-Zyklus statt. Dies legt den Schluss nahe, dass hier eine durch das elektrische Feld getriebene Dissoziation der Elektron-Loch-Paare mit zeitgleichem Transport der einzelnen Ladungsträger stattfindet.

Fall 4: Hohe SAW-Leistungen ($P_{RF} \geq 10$ dBm / dunkelblaue Linie)

Bei hohen Leistungen herrscht ein vollständig durch das E-Feld getriebener Prozess. Dabei zeigen die zwei Oszillationen unterschiedliche Amplituden, wobei die Intensität nahezu vollständig unterdrückt ist.

Durch numerische Simulationen (siehe Abbildung 5.5(c)), bei denen die Drift- und Diffusionsgleichungen für Elektronen und Löcher im Potential einer akustischen Welle gelöst wurden [72], konnte gezeigt werden, dass sich alle Hauptmerkmale der spektroskopischen Untersuchung auf die klassische Beschreibung der Bewegung von Elektronen und Löchern zurückführen lässt. Hierbei spielen vor allem die unterschiedlichen Beweglichkeiten der beiden Ladungsträgerarten eine zentrale Rolle. Während Elektronen im Gegensatz zu Löchern aufgrund ihrer geringeren effektiven Masse deutlich leichter durch das Po-

tential einer SAW beeinflusst werden, führt das nahezu stationäre Verhalten der Löcher bei geringen SAW-Leistungen zu einem Maximum der Intensität während eines SAW-Zyklus. Für mittlere Leistungen können die Löcher weiterhin als stationär betrachtet werden, wohingegen sich die Elektronen nun sehr schnell zu ihren stabilen Punkten innerhalb des Leitungsbandes bewegen. Durch die nun räumliche Trennung der e-h-Paare wird die PL-Intensität deutlich reduziert. Dabei wird auch das entgegengesetzt zur Ausbreitungsrichtung der Welle gelegene Minimum im Leitungsband mit Elektronen gefüllt, wodurch diese zeitversetzt wieder am Ort der noch stationären Löcher vorbeikommen und so erneut zu einem PL-Signal führen. Dadurch lässt sich auch das Zustandekommen der zweiten Oszillation erklären. Dieses eben angesprochene Minimum befindet sich örtlich gesehen exakt eine halbe Wellenlänge in negativer Richtung zum Anregungspunkt. Für hohe SAW-Leistungen und damit auch hohe elektrische Felder werden nun auch die Löcher in ihre stabilen Punkte im Valenzband gebracht. Die unterschiedlichen Intensitäten der beiden Modulationsmaxima resultieren daher aus den voneinander abweichenden effektiven Massen bzw. Mobilitäten. Findet eine Anregung während einer SAW-Phase statt, bei der Elektronen direkt in ihr LB-Minimum gelangen, so wird die Unterdrückung der Emission durch die langsameren Löcher begrenzt und man kann eine vergleichsweise hohe Modulationsintensität messen. Im umgekehrten Fall, also bei einer Anregung der Löcher in ihrem stabilen Punkt, werden die Elektronen schneller durch das Potential der Oberflächenwelle abtransportiert, wodurch eine geringere Intensität ermittelt werden kann. Dies wird zudem durch Simulationen zur zeitlichen Entwicklung der Quantentopfemission bestätigt. Für ausführlichere Diskussionen wird auf die eingangs erwähnte Quelle [69] verwiesen.

5.1.3. PL-Unterdrückung der Quantenpunktemission durch eine SAW

Verringert man die Dimension der betrachteten Struktur und geht nun direkt zu Quantenpunkten über, so lassen sich auch hier ähnliche Effekte zeigen. Hierzu wurde das gleiche Ausgangsmaterial verwendet, wie bei den Untersuchungen zum Quantentopf, wobei nun ein Bereich betrachtet wurde, bei dem einzelne Quantenpunkte zu finden sind. Die Anregung wurde wieder mit dem 661 nm-Laser in gepulster Form durchgeführt. Abbildung 5.6(a) zeigt das so ermittelte Spektrum ohne Oberflächenwelle, wobei die PL-Intensität gegen die Energie (bzw. Wellenlänge) aufgetragen ist. Im Gegensatz zum Quantentopf, bei dem sich ein relativ breites Spektrum zeigt, führt die nun weitere Reduzierung der Dimension dazu, dass nun nur noch bestimmte Energieniveaus besetzt werden können, welche sich als schmale Linien im Spektrum zeigen. Dabei kann im Prinzip jedem exzitonischen Zustand eines der Maxima zugeordnet werden. Im vorliegenden Fall sind zwei Maxima der Intensität deutlich zu erkennen. Das erste liegt bei einer Energie $E_1 = 1370,8 \text{ meV}$ ($\lambda_1 = 904,44 \text{ nm}$) und das zweite weniger ausgeprägte bei $E_2 = 1373,8 \text{ meV}$ ($\lambda_2 = 902,47 \text{ nm}$). Der energetische Unterschied dieser beiden Emissionsmaxima beträgt damit $\Delta E = 3 \text{ meV}$. Eine direkte Zuordnung zu den beteiligten Exzitonen wurde hierbei allerdings nicht durchgeführt. Um zu zeigen, dass eine SAW auch auf diese Strukturen einen Einfluss besitzt, wurde ein IDT mit einer Resonanzfrequenz von $f_{\text{SAW}} = 122 \text{ MHz}$ verwendet. Beim Experiment wird die am interdigitalen Schallwandler angelegte Wechselspannung in ihrer Stärke variiert und jeweils die Intensität in Abhängigkeit von der Emissionsenergie ermittelt. Betrachtet man Abbildung 5.6(b), bei der die Leistung von $-40 \text{ dBm} \leq P_{\text{RF}} \leq 15 \text{ dBm}$ durchgefahen wurde, so erkennt man, dass verschiedene Effekte auftreten. Für niedrige Leistungen $P_{\text{RF}} \leq -20 \text{ dBm}$ kann im zeitintegrierten Experiment keine Veränderung des Spektrums festgestellt werden. Ab einer Leistung von $P_{\text{RF}} = -20 \text{ dBm}$ treten drei wesentliche Veränderungen auf. Zum einen zeigt sich, dass für sehr hohe Leistungen $P_{\text{RF}} \geq 5 \text{ dBm}$ die Intensität des kompletten Spektrums unterdrückt wird. Dies wird darauf zurückgeführt, dass das elektrische Feld der SAW hier einen Wert erreicht, bei dem eine Dissoziation der Elektron-Loch-Paare vollständig vorliegt bzw. durch Tunnelprozesse die Ladungsträger aus dem Quantenpunkt gelangen und so die Rekombinati-

on verhindert wird. Ein weiteres Merkmal ist das Auftreten von zuvor nicht vorhandenen Emissionslinien in dem Bereich $-10 \text{ dBm} \leq P_{RF} \leq 5 \text{ dBm}$.

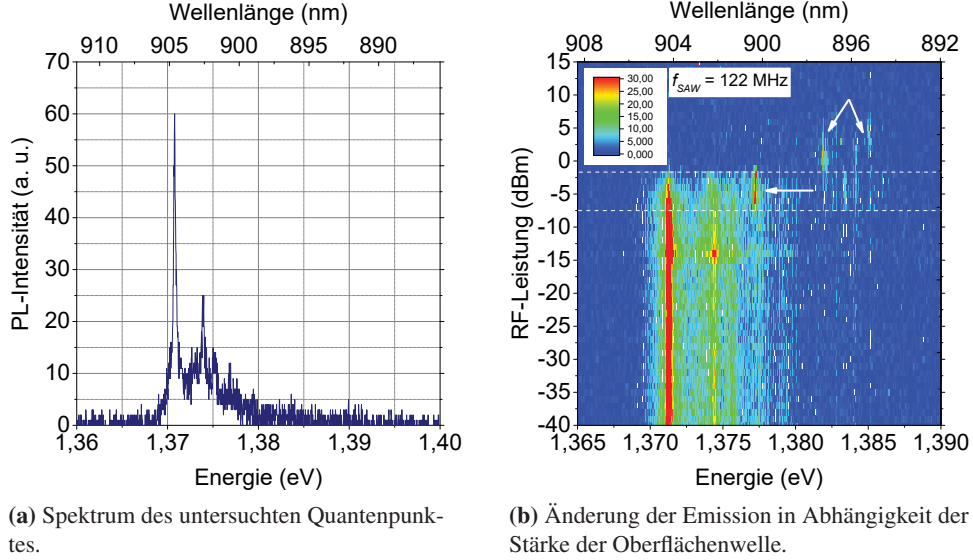


Abb. 5.6.: Änderung des Emissionsverhaltens eines Quantenpunktes in Abhängigkeit von der am Schallwandler eingespeisten RF-Leistung. Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d7_ELO

Dieses Schaltverhalten zwischen unterschiedlichen Zuständen - durch weiße Strichlinien und Pfeile in Abbildung 5.6(b) gekennzeichnet - ist ein klares Indiz für eine Änderung des Beladungszustandes des Quantenpunktes.

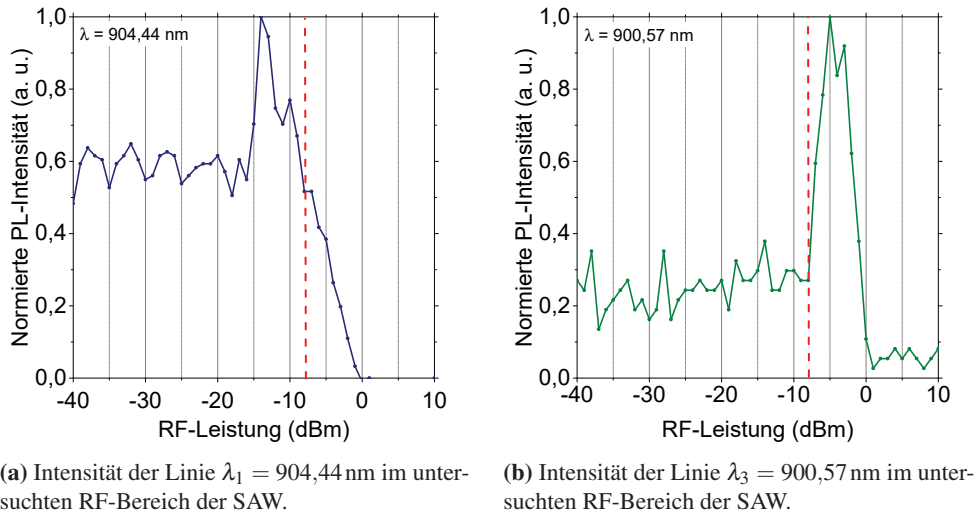


Abb. 5.7.: Änderung der PL-Intensität einzelner Zustände durch die SAW.
Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d7_ELO

Hierzu lässt sich auch die auf ihr Maximum normierte Intensität einzelner Linien betrachten. Sowohl für die eingangs erwähnte Hauptlinie (λ_1) als auch für den neu auftretenden Zustand bei $\lambda_3 = 900,57$ nm ist in Abbildung 5.7 die normierte PL-Intensität gegen die am IDT angelegte Leistung aufgetragen. Während für beide Zustände die Intensität bis zu $P_{RF} = -20$ dBm annähernd gleich bleibt, steigt diese für bestimmte SAW-Leistungen stark an, bevor sie auf Null absinkt. Bei einem Wert von $P_{RF} = -8$ dBm ist die Intensität der λ_1 -Linie gerade wieder auf ihren Anfangswert abgefallen, während hier die λ_3 -Linie heller wird (rote Strichlinie in Abbildung 5.7).

5.1.4. Phasenaufgelöste Messungen am Quantenpunkt

Um die oben erläuterten Effekte genauer zu verstehen, wurden auch in diesem Fall Messungen getätigt, bei dem der Einfluss des Anregungszeitpunktes genauer betrachtet wurde. Hierzu wurde wieder eine stroboskopische Anregung durchgeführt und die relative SAW-Phase über zwei volle Zyklen $-2\pi \leq \varphi \leq +2\pi$ verändert. Die hierbei gewonnenen Daten sind für drei ausgewählte RF-Leistungen als Falschfarbendiagramm in Abbildung 5.8 dargestellt. Auch bei Quantenpunkten kann eine Modulation der Intensität mit der relativen Phase der akustischen Welle verzeichnet werden. Dabei reagieren die drei betrachteten Zustände λ_{1-3} ¹ nicht alle synchron auf die SAW. Bei einer Leistung $P_{RF} = -18$ dBm findet eine phasengleiche Modulation der zu λ_1 und λ_2 gehörenden Linien statt. In diesem Fall befindet man sich noch bei einer Leistung, die kurz vor dem Anstieg der Intensität aus Abbildung 5.7(a) liegt. Daher ist auch die λ_3 -Linie nicht sichtbar. Bemerkenswert ist jedoch, dass bereits hier Modulationen erkennbar sind. Bei $P_{RF} = -14$ dBm erreicht λ_1 gerade das Maximum. Dennoch lässt sich bereits hier der zu λ_3 gehörende Zustand messen, wobei auch hier vier Maxima der Intensität über zwei volle Zyklen erkennbar sind. Im letzten Fall hat bei $P_{RF} = -4$ dBm die λ_3 -Linie ihren Maximalwert, während die Photolumineszenz der λ_1 -Linie bereits zu weiten Teilen unterdrückt wird. Man kann darüber hinaus erkennen, dass die Modulationen der einzelnen Linien nicht mehr synchron verlaufen. Gerade bei den erst beiden Zuständen (λ_1 und λ_2) ist die eine Linie hell, während die andere dunkel ist.

Ähnliche Effekte konnten bereits an anderen Quantenstrukturen gezeigt werden [73, 74].

Bei den in [73] untersuchten InGaAs/GaAs-Quantenpunkten in einer reinen GaAs-Matrix hängt dabei die Intensität und der Zeitpunkt der Erzeugung des neutralen Exzitons X^0 bzw. negativ geladenen Exzitons X^- stark vom Zeitpunkt der Laseranregung (Phasenlage der Oberflächenwelle) während des SAW-Zyklus ab. Dabei gelten im Grunde ähnliche Aussagen wie sie in Unterabschnitt 5.1.2 bereits diskutiert wurden. Bei Quantenpunkten hängt allerdings die Bildung eines gewissen Exzitons sehr stark von der Ladungsträgerpopulation ab, welche zur Verfügung steht. Findet eine Laseranregung zu Zeiten statt, so dass entweder die Elektronen direkt in ihr stabiles Maximum gebracht werden oder gerade durch die SAW zum Quantenpunkt zurück transportiert werden, so dominiert die Emission des negativ geladenen Exzitons X^- . Im Gegensatz hierzu steigt die PL-Intensität des neutralen Exzitons X^0 für Zeitpunkte bzw. Phasenlagen in denen Löcher in ihr stabiles Maximum angeregt oder eben durch die SAW wieder an den Ort des QD transportiert werden. Für weitere detailliertere Ausführungen und den Vergleich zu numerischen Simulationen der Ladungsträgedynamik sei auf die entsprechende Quelle verwiesen.

Auch bei Quantenpunkten innerhalb von Nanodrähten, welche sich zum Beispiel durch Dickefluktuationen eines Quantentopfs bilden, konnten derartige Intensitätsmodulationen beobachtet werden [74]. Hierbei findet ebenfalls, wie bei den hier gezeigten Quantenpunkten im Hybrid, ein Übergang von einer phasengleichen Modulation zu einer antikorrelierten statt, wenn die Leistung der Oberflächenwelle erhöht wird. Dieser Übergang wird dadurch begründet, dass für niedrige Leistungen der Oberflächenwelle

¹ $\lambda_1 = 904,44$ nm; $\lambda_2 = 902,47$ nm; $\lambda_3 = 900,57$ nm

das Verspannungsfeld einen größeren Beitrag bewirkt als das durch die SAW erzeugte laterale elektrische Feld. Bei höheren Leistungen hingegen überwiegen Transporteffekte durch das nun vorherrschende starke elektrische Feld. Dies ist ebenfalls in guter Übereinstimmung mit den hier am Quantentopf präsentierten Effekten bei hohen SAW-Leistungen und kann somit auch für die Quantenpunktstrukturen im Hybrid als gültig angesehen werden.

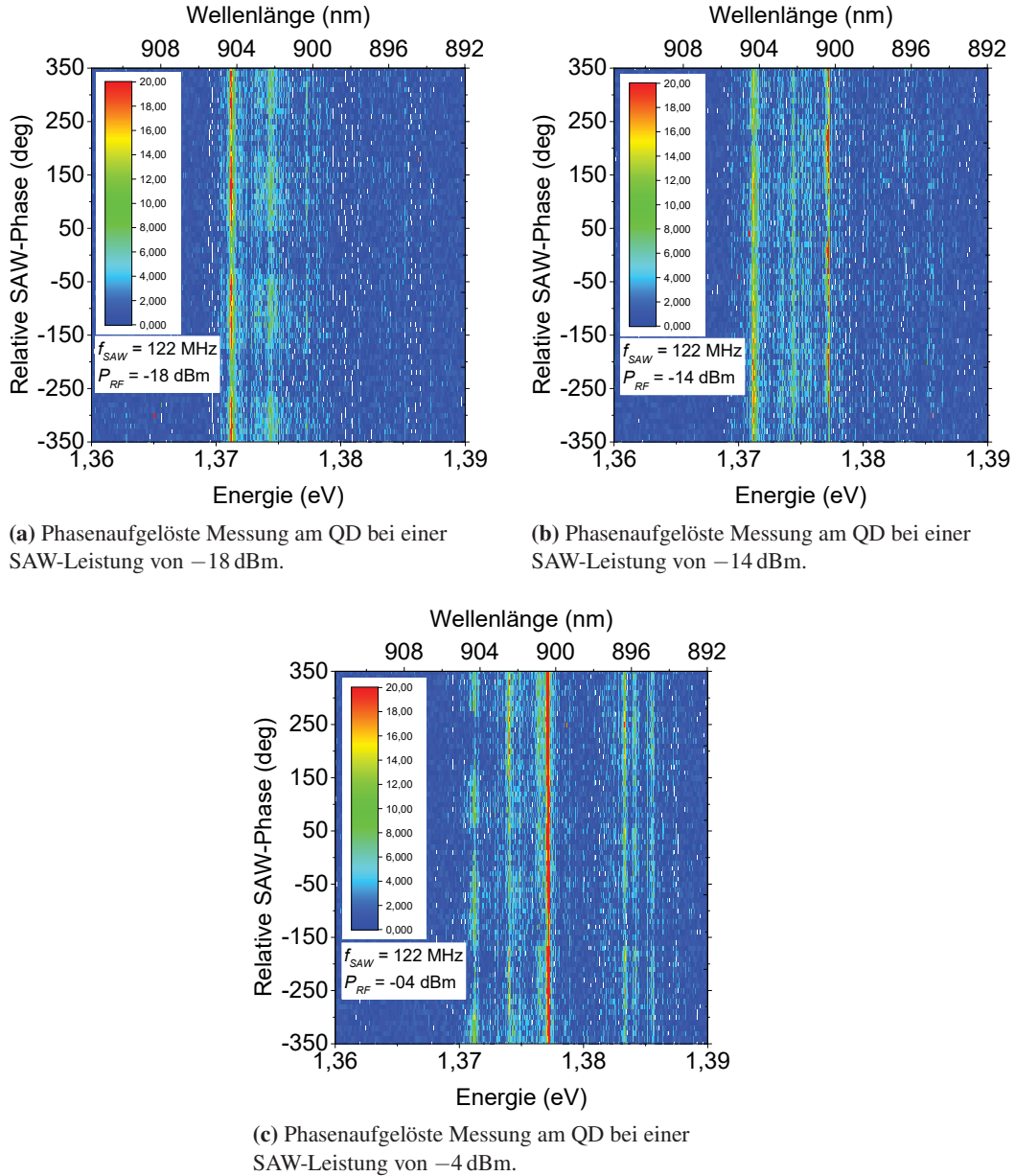


Abb. 5.8.: Phasenaufgelöste Messungen am Quantenpunkt und mit der SAW verbundene induzierte Oszillationen der Intensität. Die Phase wurde dabei über zwei Zyklen der akustischen Welle variiert und die Intensität farbco-
diert über den betrachteten Wellenlängenbereich aufgetragen. Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d7_ELO

5.2. Motivation des ELO-Verfahrens

In den beiden zuvor erläuterten Fällen wurden Strukturen untersucht, welche sich in einer intrinsischen GaAs-Matrix befinden. Hierbei konnte gezeigt werden, dass mit Hilfe des epitaktischen Lift-off-Verfahrens sowohl Quantentöpfe als auch Quantenpunkte unter dem Feld einer akustischen Oberflächenwelle betrachtet werden können. Nimmt man eine schwächere Leistung der SAW in Kauf, so können einige der Effekte auch erreicht werden, wenn interdigitale Schallwandler direkt auf dem GaAs-Ausgangsmaterial hergestellt werden. Für die Integration von Diodenstrukturen ist allerdings mindestens eine leitfähige Schicht (z.B. n-Dotierung) erforderlich. Hierbei war es nicht vollständig klar, ob sich akustische Wellen auch direkt auf einer solchen Probe anregen lassen. Aus diesem Grund wurde eine Vergleichsprobe hergestellt, bei der sich vier gleiche Schallwandler in einer Reihe befinden (vgl. Abbildung 5.9/Draufsicht).

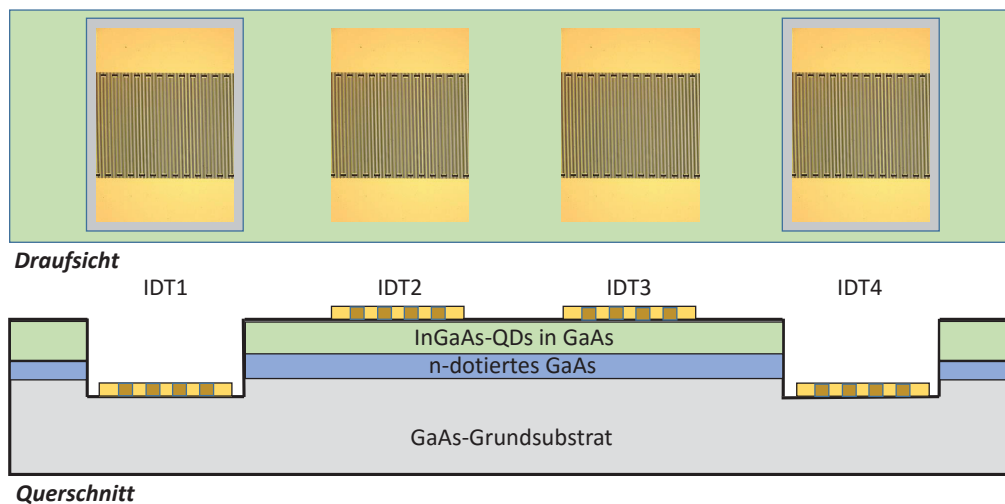


Abb. 5.9.: Draufsicht und Querschnitt einer GaAs-Vergleichsprobe mit vier in Reihe liegenden IDTs zum Testen der Anregung einer SAW auf der Heterostruktur bzw. auf dem darunter befindlichen GaAs-Grundsubstrat.

Zwei dieser Wandler (IDT2 und IDT3) wurden dabei direkt auf die Oberfläche der Schichtstruktur platziert, während die beiden anderen (IDT1 und IDT4) sich direkt auf dem GaAs-Grundsubstrat befinden. Damit dies bewerkstelligt werden konnte, musste mit Hilfe der reaktiven Ionenätzung bis unter die n-Dotierung geätzt werden, was in dem hier vorliegenden Schema einer Tiefe von $\approx 1\ \mu\text{m}$ entspricht (vgl. Abbildung 5.9/Querschnitt). In einem Experiment lässt sich nun jeder dieser Schallwandler als Sender oder als Empfänger heranziehen. Hierzu wird jede mögliche Kombination mit dem vektoriellen Netzwerkanalysator sowohl in Transmission als auch in Reflexion vermessen. Wählt man IDT2 bzw. IDT3 als Sender und jeweils einen der anderen als Empfänger, so kann man keine transmittierte Welle detektieren. Darüber hinaus lässt sich zudem auch in der Reflexionsmessung keine Generation einer SAW bewerkstelligen. Wählt man hingegen einen der beiden auf dem Grundsubstrat prozessierten Schallwandler IDT1 bzw. IDT4, so zeigt sich sowohl in der Reflexion als auch in der Transmission ein eindeutiges und charakteristisches Signal einer Rayleigh-Welle wie es in Abbildung 5.10 (blaue Kurve) gezeigt ist.

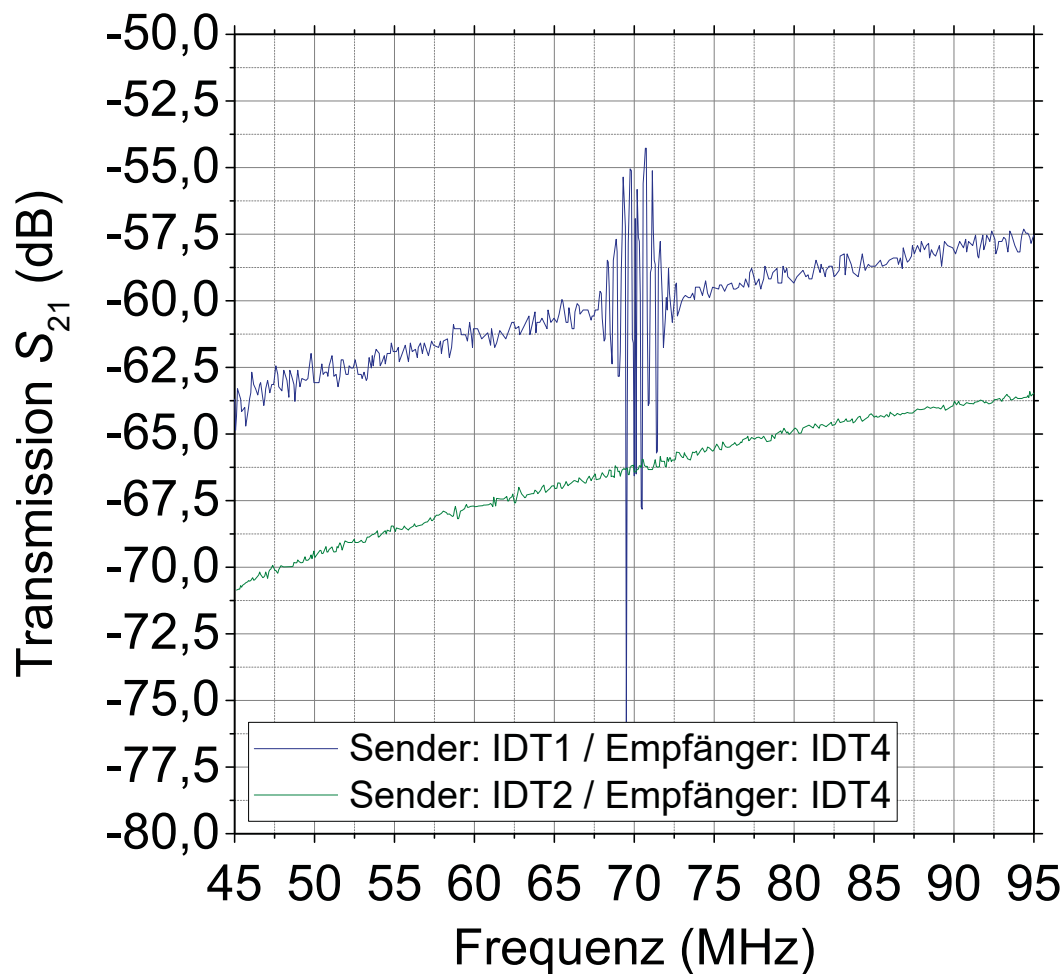


Abb. 5.10.: Transmission einer SAW zwischen IDT1 (Sender) und IDT4 (Empfänger). Wird IDT2 als Sender verwendet, so kann keine SAW erzeugt werden. Probe: [07-30-12.3](ni-grad)_d1

Die hierbei gemessene Stärke der Oberflächenwelle bzw. des Parameters S_{21} mit einem Wert von -55 dBm ist dabei im Vergleich zu Lithiumniobat sehr gering. Dies liegt vermutlich auch mitunter daran, dass die Welle von der benötigten geätzten Kante zu gewissen Teilen reflektiert wird, wodurch auch Effekte auf Quantenstrukturen somit deutlich geringer ausfallen würden als bei den verwendeten Hybridstrukturen. Auf Grundlage dieser Messungen konnte somit gezeigt werden, dass die im Material eingebrachte leitfähige Schicht eine direkte Anregung von akustischen Wellen durch oberflächlich aufgebrachte Schallwandler verhindert. Dies ist vor allem den freien Ladungsträgern geschuldet, welche dafür sorgen, dass das elektrische Feld abgeschirmt wird. Auch die somit benötigte Abstufung der Probe führt zu einer Reduzierung der Schallintensität der Oberflächenwelle. Da später gezeigt werden wird, dass der gewünschte dynamische Kontrollmechanismus erst bei hohen Intensitäten effektiv wirksam wird, kann eine solche Realisierung in erster Linie nur mit Hilfe des epitaktischen Lift-off-Verfahrens erzielt werden.

6. Einzelkomponentencharakterisierung von Dioden-Hybridproben

*Achtung! Jetzt gibt es nur zwei Möglichkeiten:
Entweder es funktioniert oder es funktioniert nicht*

Lukas in „Jim Knopf und Lukas, der Lokomotivführer“

Im nun folgenden Kapitel werden erste Messungen an den Einzelkomponenten von Hybridproben mit Diodenstrukturen präsentiert. Im Falle der Dioden dient dies zum einen der Kontrolle der zuvor fabrizierten Wafer und damit der Sicherstellung des korrekten Schichtaufbaus inklusive Dotierung, zum anderen kann so ein Vergleich mit transferierten Strukturen getätigt werden. Die Charakterisierung der interdigitalen Schallwandler liefert die entsprechend für das Experiment genutzten Resonanzfrequenzen des Bauteils. Zudem kann so ein eventuell vorhandenes elektromagnetisches Übersprechen zwischen Schallwandler und Diode untersucht werden.

6.1. Rückkontakte und n-Dotierung

Ein wichtiges Kriterium der verwendeten Wafer für die Schottky-Dioden ist die n-dotierte Schicht und der Rückkontakt der Diode selbst, welcher durch einen Einlegierungsprozess von NiGeAu oder durch einen auf dem Wirtssubstrat vordefinierten Metallkontakt erzeugt wird. In Abbildung 6.1 ist sowohl eine schematische Draufsicht (a) auf eine Charakterisierungsprobe als auch eine Originalaufnahme (b) dargestellt. Auf GaAs (grau) sind sowohl die Ringkontakte (weiß) mit dem darunterliegenden semi-transparenten Gate (hellblau) als auch die Rückkontakte (dunkelblau) in dem hier verwendeten Muster dargestellt.

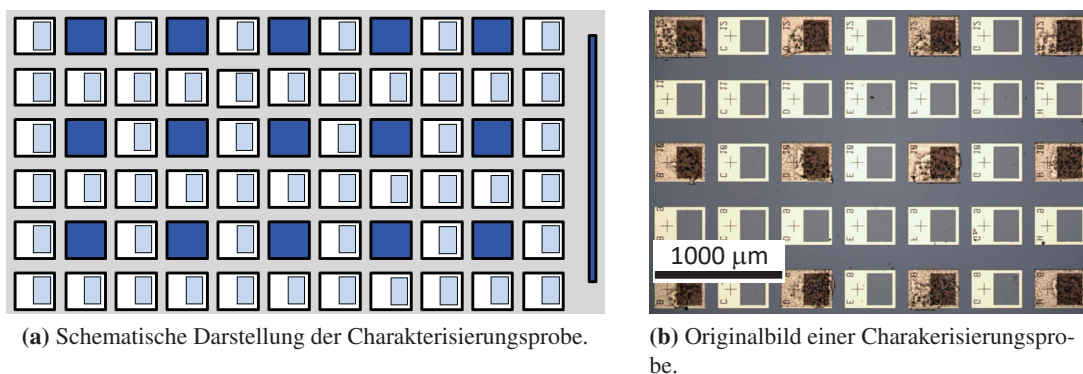


Abb. 6.1.: Charakterisierungsprobe für Messungen des korrekten Schichtaufbaus und der Dotierung.

Legt man zwischen einzelnen Rückkontakten eine Spannung an und ermittelt den Strom, so ergibt sich aufgrund des ohmschen Charakters ein linearer Zusammenhang ($U = R \cdot I$). Wiederholt man die Messung des Widerstandes in Abhängigkeit des Abstandes der einzelnen Rückkontakte, so erhält man den in Abbildung 6.2 dargestellten Zusammenhang. Es zeigt sich ein linearer Verlauf des Widerstandes mit zunehmendem Abstand, wobei ein gewisser Grundwiderstand $2R_K = 88,2 \pm 0,1 \Omega$ von Beginn an vorhanden ist. Der Gesamtwiderstand setzt sich dabei aus zwei Teilen zusammen. Zum einen der Kontaktwiderstand R_K zwischen der Messnadel des Spitzenmessplatzes und dem einlegierten Kontakt und zum anderen aus dem Widerstand der n-dotierten Schicht.

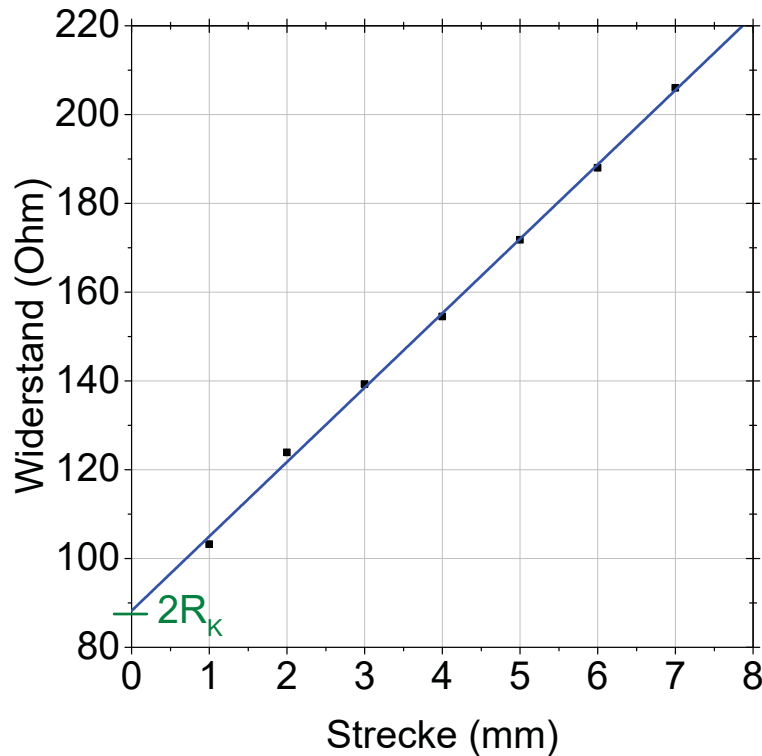
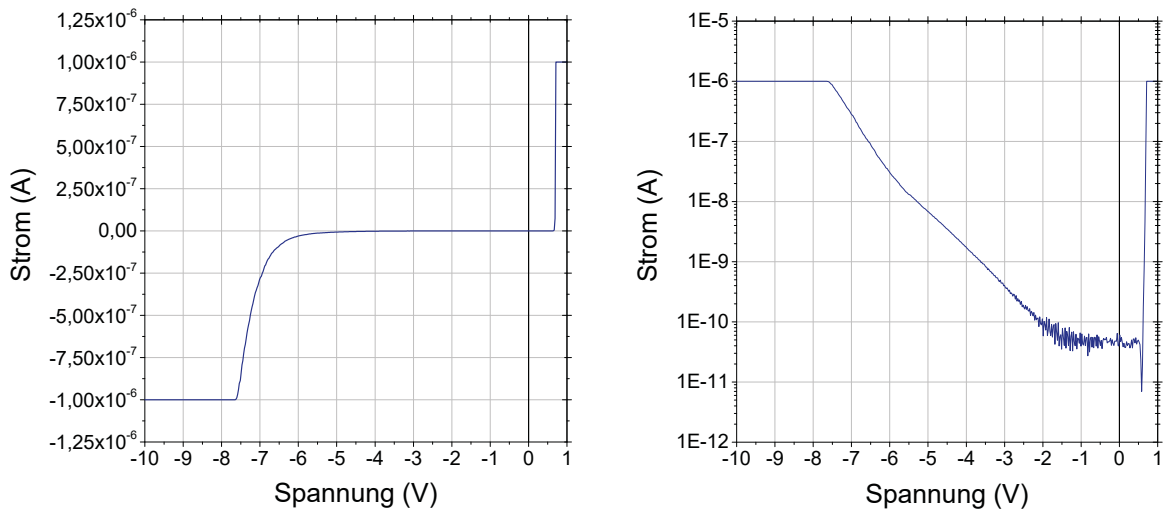


Abb. 6.2.: Widerstand in Abhängigkeit von der Strecke zwischen einzelnen Rückkontakten. Hierbei ergibt sich ein linearer Zusammenhang, wodurch gezeigt wird, dass sich die Kontakte wie gewünscht ohmsch verhalten. Probe: [08-18-10.1](ni-grad)_e1

Unter der Annahme, dass der leitfähige Kanal nur direkt zwischen den einzelnen Kontakten verläuft, kann man eine grobe Abschätzung des spezifischen Widerstands $\rho_{(n-GaAs)}$ aus dem Gesamtwiderstand $R_{ges} = 2R_K + \frac{l}{A}\rho_{(n-GaAs)}$ tätigen. Durch die Dicke der n-Schicht von $d_{(n-GaAs)} = 185 \text{ nm}$ und die Breite des Rückkontaktes von $b_{RK} = 300 \mu\text{m}$ ergibt sich eine Querschnittsfläche von $A = 5,55 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2$ bei einer Kanallänge von $l = 0,1 \text{ cm}$. Mit der ermittelten Steigung von $m = 167,5 \Omega/\text{cm} = R_{ges} - 2R_K$ aus dem Widerstand-Strecke-Diagramm erhält man einen spezifischen Widerstand von $\rho_{(n-GaAs)} = 9,3 \cdot 10^{-5} \Omega\text{cm}$. Dies ergibt durch einen Vergleich mit Literaturwerten [75] eine Störstellenkonzentration, die größer als die laut Spezifikationen eingebrachte Dotierung von $10^{18}/\text{cm}^3$ ist. Daher kann angenommen werden, dass die Dotierung für die angestrebten Strukturen ausreichend ist.

6.2. Strom-Spannungs-Charakteristika der Halbleiterdioden

Eine typische Strom-Spannungs-Charakteristik der hergestellten Dioden ist in zwei unterschiedlichen Auftragungsarten in Abbildung 6.3 dargestellt. In Grafik (a) ist der Strom linear aufgetragen, während in (b) eine absolut logarithmische Auftragung zum Einsatz kommt, wodurch sich interessante Werte leichter entnehmen lassen. Typisch für diese Art der Galliumarsenid basierten Schottky-Dioden ist eine Schwellspannung U_S im Bereich von 0,4-0,7 V und eine Durchbruchspannung U_D von -5 V bis -10 V. Da die hier gezeigte Messung ohne Beleuchtung der Diode und bei einer Temperatur $T \approx 10$ K durchgeführt wurde, fließt in Rückwärtsrichtung (Sperrbereich) nur ein sehr geringer Dunkelstrom I_{Dark} .



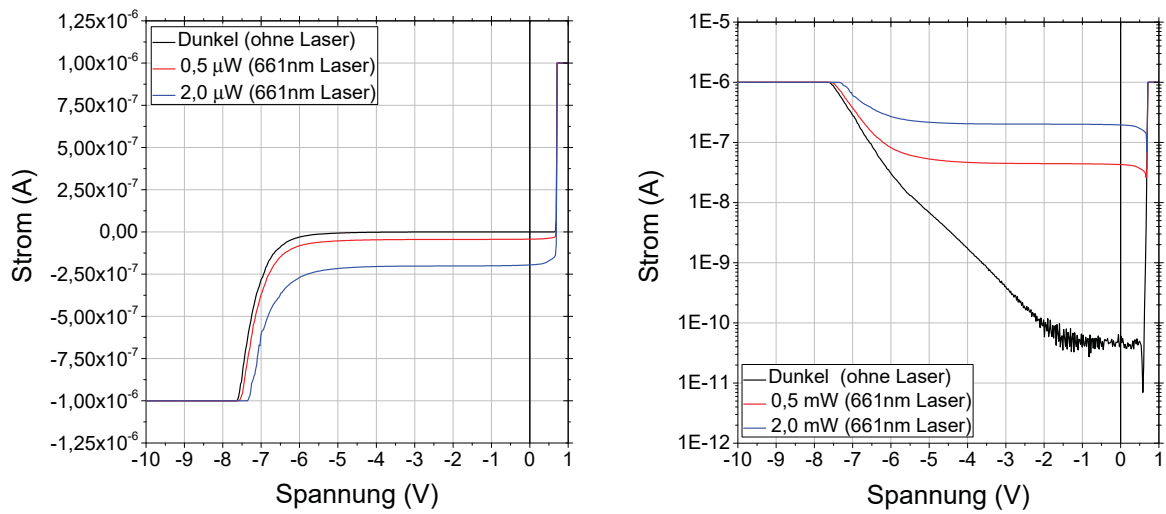
(a) I-V-Kennlinie der untersuchten Diode in linearer Darstellung.

(b) Doppellogarithmische Darstellung der gleichen Diodenkennlinie wie in (a).

Abb. 6.3.: Strom-Spannungs-Charakteristika der hergestellten Dioden in zwei Darstellungsformen.

Probe: [08-18-10.1](ni-grad)_e2

Im Gegensatz hierzu steigt der Strom in Vorwärtsrichtung ($U > 0,58$ V) exponentiell an, da die Elektronen als Majoritätsladungsträger in die Verarmungszone gedrängt werden und die Potentialbarriere verkleinert wird, wodurch vermehrt Elektronen in das Metall fließen. Erfolgt nun eine Beleuchtung, so werden durch den inneren Photoeffekt Elektron-Loch-Paare erzeugt, die aufgrund von Diffusion zu einem Strom führen. Dieses Verhalten ist in Abbildung 6.4 dargestellt. Mit Hilfe des 661 nm-Lasers wurde die Diode mit Leistungen von $0,5 \mu\text{W}$ und $2,0 \mu\text{W}$ beleuchtet und die Kennlinie dazu aufgenommen. Im Sperrbereich fließt dabei ein Strom von $-4 \cdot 10^{-8}$ A bzw. $-2 \cdot 10^{-7}$ A. Mit Gleichung 2.31, der bekannten intrinsischen Schichtdicke $d_i = 280$ nm, der Schwellspannung $U_S = 0,58$ V sowie der Spannung $U_C = -3,0$ V, bei der ein erster Stromfluss in Rückwärtsrichtung einsetzt, kann das maximal erreichbare elektrische Feld $E_{el,max}$ ermittelt werden. Dieses errechnet sich zu einem Wert von $E_{el,max} \approx 130$ kV/cm. Da für elektrische Felder $E_{el} < 40$ kV/cm die photogenerierten Ladungsträger wieder rekombinieren können bevor sie aus dem Quantenpunkt tunneln, können hier Messungen mittels PL-Spektroskopie getätigt werden. Für Felder die größer als 40 kV/cm sind, wären Photostrommessungen erforderlich, welche in dieser Arbeit nicht getätigt wurden.



(a) Lineare Darstellung des durch einen Laser erzeugten Stromflusses an der Diode.

(b) Doppellogarithmische Darstellung des durch einen Laser erzeugten Stromflusses an der Diode.

Abb. 6.4.: Lichtinduzierter Stromfluss an den Photodioden im Vergleich unterschiedlicher Beleuchtungsstärken. Probe: [08-18-10.1](ni-grad)_e2

6.3. Optische Eigenschaften der Quantenpunkte im Experiment

Je nach verwendetem Wafer und aufgrund der statistischen Größenverteilung der Quantenpunkte emittieren diese in einem Wellenlängenbereich zwischen 850-1000 nm. Hierbei liegt das Maximum der Gaußverteilung, abhängig vom verwendeten Substrat, bei 910 nm bzw. bei 940 nm und wurde direkt nach dem Wachstumsprozess mittels eines Wafermappings ermittelt. Um im Experiment einzelne QDs zu selektieren, werden entweder statistisch eingebrachte Löcher im Frontkontakt der Diode als Schattenmaske benutzt oder es kann bei geringer Quantenpunktdichte auf der Probe eine direkte Suche mit Hilfe einer roten Hochleistungs-LED erfolgen. In letzterem Fall wird dabei die Fläche des Ringkontakts ausgeleuchtet und das Spektrometer im Bildmodus betrieben (vgl. Unterabschnitt 4.5.3). Ein 900 nm Langpassfilter vor dem Spektrometer sorgt dabei dafür, dass das Licht der LED bei der Aufnahme unterdrückt wird. In Abbildung 6.5(b) sind so vier Quantenpunkte sichtbar gemacht, welche aufgrund ihres Charakters als einzelne Punktquellen ausgemacht werden können. Nach entsprechender Positionierung des Laserspots auf der Probe erfolgt die Messung der einzelnen Spektren. Betrachtet man vergleichbar gewachsene Quantenpunkte, welche sich in einer reinen GaAs-Matrix befinden und keine leitfähigen Schichten vorhanden sind, so hängt der ermittelte exzitonische Zustand stark von der verwendeten Leistung des Lasers ab. Führt man eine sogenannte Leistungsserie durch, bei der die Anregungsenergie sukzessive erhöht wird, wie es in Abbildung 6.6 dargestellt ist, kann man den einzelnen Intensitätsmaxima die zugehörigen Exzitonen zuordnen. Um einen besseren Vergleich der einzelnen Spektren zu gewährleisten, wurde jedes mit einem konstanten Faktor (rechts im Diagramm angegeben) multipliziert. Da bei geringen Anregungsleistungen die Bildung des neutralen Exzitons (X_s^0) begünstigt ist, kann dieses zuerst detektiert werden. Steigert man nun die Leistung, so ergibt sich bei einer etwas höheren Wellenlänge bzw. niedrigeren Energie ein zweites gut zu erkennendes Maximum. Dieses ist um $-1,5$ meV zum neutralen Exziton versetzt und repräsentiert das Biexziton ($2X_s^0$). Zudem sind Übergänge bei höheren Energien als 1380 meV zu sehen. Diese werden p-Schalen-Zuständen zugeordnet.

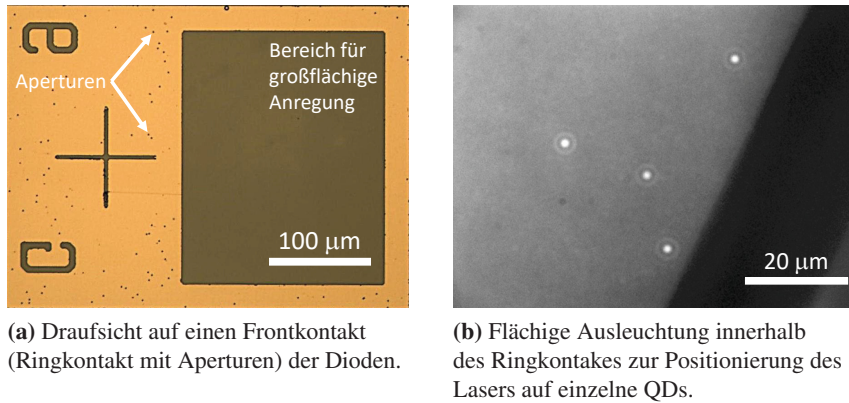


Abb. 6.5.: Lokalisierung von Quantenpunkten innerhalb des Positivkontaktes.

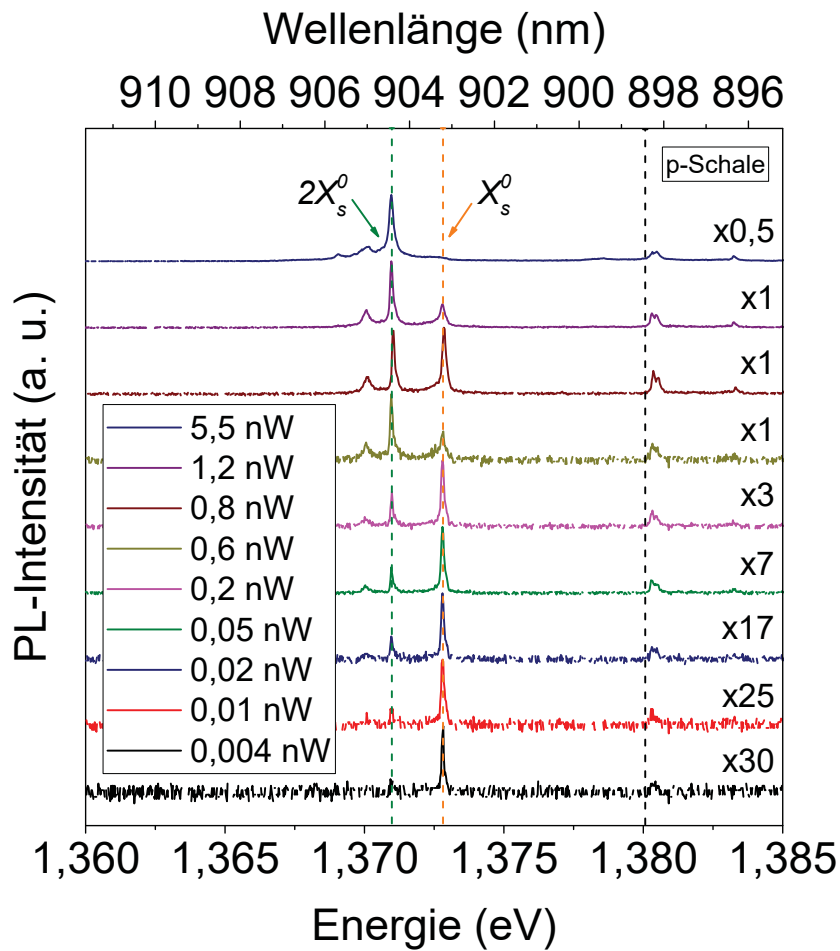


Abb. 6.6.: Laser-Leistungsserie an einem Quantenpunkt. Durch die Besetzungswahrscheinlichkeit und die relativen Energien können den einzelnen Intensitätsmaxima die zugehörigen Exzitonen zugeordnet werden. Probe: [08-18-10.5](undotiert-grad)_d7_ELO

Führt man das gleiche Experiment bei Quantenpunkten durch, welche in einer Diodenstruktur eingebettet sind, so muss nun eine feste Spannung eingestellt werden, um ein definiertes elektrisches Feld zu erzeugen. Andernfalls bekommt man aufgrund von Ladungsfluktuationen kein scharfes Messsignal. Die an der Diode angelegte Spannung und der damit vordefinierte Zustand des QDs bewirken allerdings auch einen geringeren Einfluss der Laserleistung auf das System. Vergleicht man die unterschiedlichen Spektren in Abbildung 6.7, so führt eine Variation der Anregungsenergie zu annähernd keiner Veränderung der Emissionsspektren.

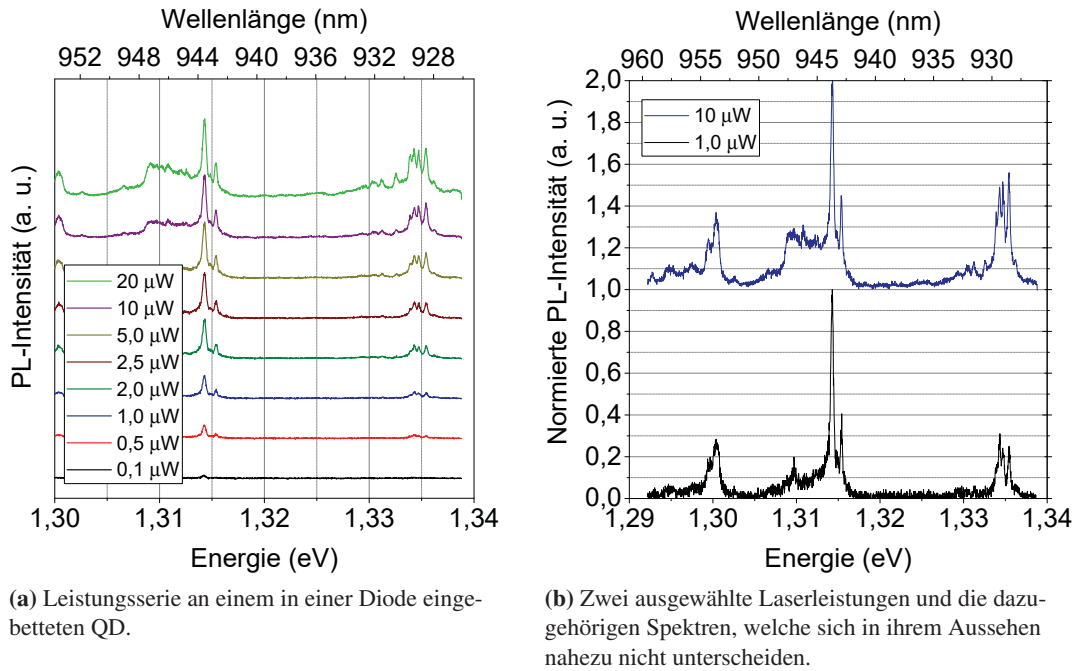


Abb. 6.7.: Einfluss der Laserleistung auf Quantenpunkte im elektrischen Feld einer Diodenstruktur.
Probe: [09-24-13.1](nip-rot)_b2

Verändert man hingegen die über die Diode angelegte Spannung V_B , so führt dies, wie bereits in Unterabschnitt 2.3.4 erläutert, zu unterschiedlichen Ladungsträgerkonfigurationen im Quantenpunkt. Abbildung 6.8(a) zeigt dabei eine an einer Probe gemessene Spannungsabhängigkeit der QD-Photolumineszenz. Geht man von negativen Spannungen in Richtung positiver Spannungen, so kann der zunächst leere Quantenpunkt ein Elektron-Loch-Paar einfangen, welches als neutrales Exziton X_S^0 strahlend zerfällt und hier bei einer Energie von $E_{X^0} = 1233,1 \text{ meV}$ ($V_B = -0,5 \text{ V}$) detektiert wurde. Ist ein weiteres Elektron vorhanden, so ergibt sich der Zerfall des negativ geladenen Exzitons X_S^- . Dieses befindet sich bei einer Energie von $E_{X^-} = 1228,9 \text{ meV}$ ($V_B = -0,5 \text{ V}$) und ist damit um ca. 4,2 meV zu niedrigeren Energien verschoben. Dies ist in guter Übereinstimmung mit Werten, die man in der Literatur für diese Systeme findet [67]. Zwischen diesen beiden Zerfällen ist eine weitere Emission zu erkennen, bei der es sich höchstwahrscheinlich um das neutrale Biexziton $2X_S^0$ handelt. Diese Zuordnung wird auch durch Untersuchungen an vergleichbaren Proben in [38] bestätigt. Hauptmechanismus ist dabei die Coulomb-Blockade. Vergleicht man dabei den Quantenpunkt mit einem kleinen Kondensator mit einer Kapazität C_{QD} , so führt eine erste Beladung mit einem Elektron aus dem n-Kontakt dazu, dass bei der gleichen Energie kein weiteres Elektron den QD besetzen kann. Damit dies geschehen kann, muss dazu

die Spannung in die positive Richtung verändert werden, was dazu führt, dass die zusätzlich benötigte Energie $E_C = e^2/C_{QD}$ bereitgestellt wird. Ein weiteres Merkmal, das bei spannungsabhängigen Messungen zutage tritt, ist eine Verschiebung der Energie der einzelnen Emissionen über den Spannungsbereich. Betrachtet man das neutrale Exziton, so ändert sich die Energie von 1232,765 meV ($V_B = -0,65$ V) zu 1233,448 meV ($V_B = -0,25$ V), also um einen Wert $|\Delta E_{QCSE}| = 0,68$ meV.

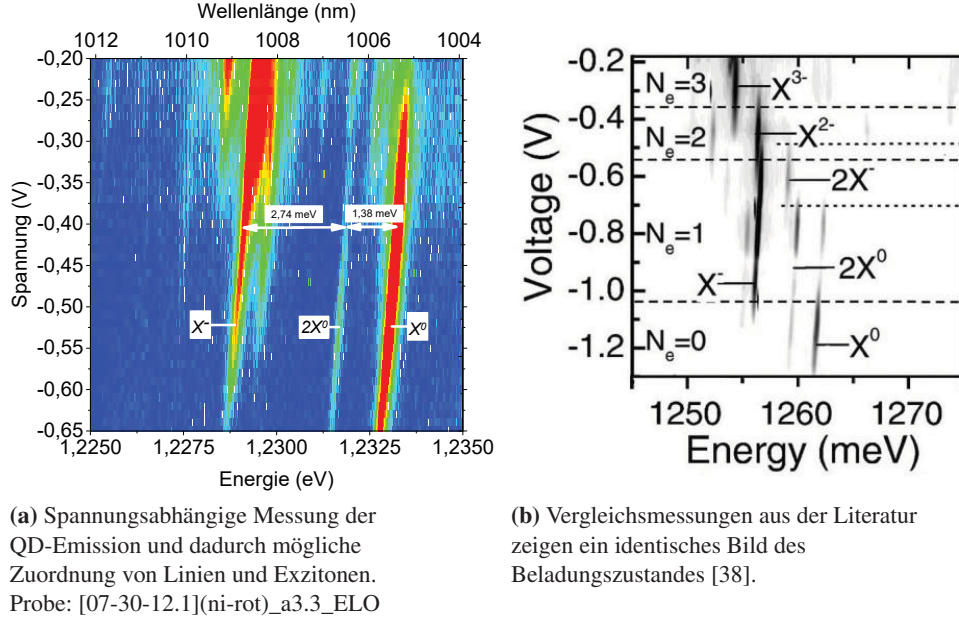


Abb. 6.8.: Änderung der Diodenspannung und dadurch veränderte Ladungsträgerbesetzung eines QDs.

Diese Veränderung beruht dabei auf dem beschränkten Stark-Effekt (engl. quantum confined stark effect, QCSE), welcher durch das statische elektrische Feld innerhalb einer Quantenstruktur auftritt. Das Besondere daran ist, dass die Energieverschiebung dabei ein Vielfaches der Exziton-Bindungsenergie betragen kann. Da die Exzitonen aus geladenen Teilchen aufgebaut sind, besitzen diese ein endliches Dipolmoment, welches an das elektrische Feld koppeln kann. Die Energieverschiebung ergibt sich aus dem Dipolmoment \vec{p} und dem elektrischen Feld \vec{E}_{el} zu

$$\Delta E_{QCSE} = -\vec{p} \cdot \vec{E}_{el} \quad (6.1)$$

Hierbei existiert sowohl ein internes Dipolmoment $\vec{p}_0 = e\vec{s}_0$ aufgrund der Auslenkung \vec{s}_0 der Zentren der Wellenfunktionen von Elektron und Loch bei einem verschwindenden elektrischen Feld, als auch ein induziertes Dipolmoment $\vec{p}_{ind} = e\vec{s}_{ind}$, welches durch das elektrische Feld hervorgerufen wird. Da das induzierte Dipolmoment in erster Näherung linear vom elektrischen Feld abhängt, kann die Energieverschiebung geschrieben werden als

$$\Delta E_{QCSE} = -\vec{p} \cdot \vec{E}_{el} = -(\vec{p}_0 + \beta \vec{E}_{el}) \cdot \vec{E}_{el} = -\vec{p}_0 \cdot \vec{E}_{el} - \beta E_{el}^2 \quad (6.2)$$

wobei β ein Maß für die Polarisierbarkeit des Exzitons ist. Wie man sieht, ergibt sich also eine quadratische Abhängigkeit der Energieverschiebung vom angelegten elektrischen Feld. Da für Quantenpunkte die maximale Auslenkung jedoch durch das System an sich begrenzt wird, geht diese quadratische Abhängigkeit in eine lineare über, sobald die Feldstärke sehr groß wird.

6.4. Frequenzeigenschaften der interdigitalen Schallwandler

Als zweite zentrale Komponente sind die Eigenschaften der interdigitalen Schallwandler von Interesse. Das Messprinzip wurde bereits in Abschnitt 4.2 dargelegt. In Abbildung 6.9 sind beispielhaft eine Reflexionsmessung (a) und eine Transmissionsmessung (b) der hauptsächlich verwendeten Split(4)-IDTs einer Verzögerungsleitung dargestellt, welche sich auf einer LiNbO_3 -GaAs-Hybridprobe befindet. Aufgetragen ist hierbei jeweils die reflektierte Leistung am ersten IDT bzw. die am zweiten IDT ankommende, also transmittierte Leistung in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz.

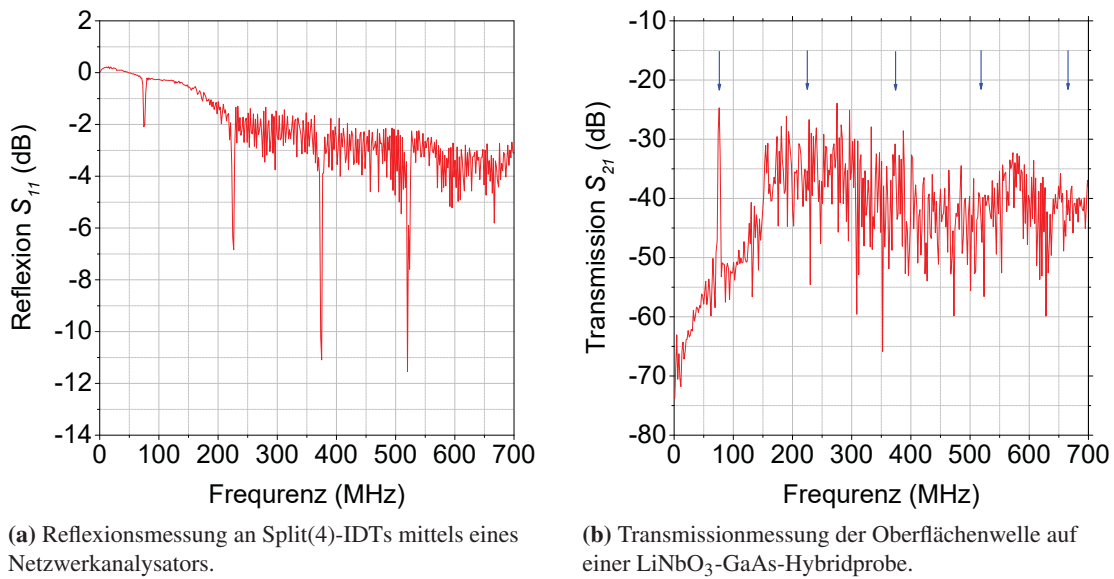


Abb. 6.9.: Ermittlung der Resonanzfrequenzen der IDTs und Messung der transmittierten Oberflächenwelle.

Bei der Reflexionsmessung sind klar fünf lokale Minima auszumachen, welche den unterschiedlichen Resonanzfrequenzen des Bauteils zugeordnet werden können. Die Grundfrequenz f_1 liegt demnach bei 74,40 MHz bei einer Leistung von $-2,09$ dB. Die weiteren Minima stellen die höheren Harmonischen dar, die sich bis auf geringe Abweichungen allgemein für diese Art der Wandlergeometrie als ein ungeradzahliges Vielfaches ergeben. Damit ist $f_2 = 226,42 \text{ MHz} \approx 3 \cdot f_1$, $f_3 = 374,90 \text{ MHz} \approx 5 \cdot f_1$, $f_4 = 520,00 \text{ MHz} \approx 7 \cdot f_1$ und $f_5 = 666,79 \text{ MHz} \approx 9 \cdot f_1$. Die eingekoppelten Leistungen und damit die Stärke der Oberflächenwelle ist allerdings für die Grundfrequenz geringer als für die drei nachfolgenden höheren Harmonischen. Hier ergeben sich Werte von $-2,09$ dB für f_1 sowie $-6,84$ dB (f_2), $-11,09$ dB (f_3), $-11,53$ dB (f_4) und $-5,81$ dB (f_5). Betrachtet man nun allerdings den Graphen der Transmissionsmessung (rechts), so kann in diesem Fall eine transmittierte Welle lediglich für die Grundfrequenz ausgemacht werden. Dies ist erkennbar an dem relativen Maximum, welches mit dem ersten blauen Pfeil gekennzeichnet ist und bei der zuvor ermittelten Resonanzfrequenz f_1 liegt. Für alle weiteren Frequenzen (weitere blaue Pfeile) kann keine Welle detektiert werden. Da die hier gezeigten Messungen an einer Hybridprobe erfolgt sind, bei der sich eine GaAs-Schicht im Schallpfad befindet, führt dies zu einer starken Dämpfung der höherfrequenten Anregungsmoden. Dies ist auch in Übereinstimmung mit Messungen aus [27].

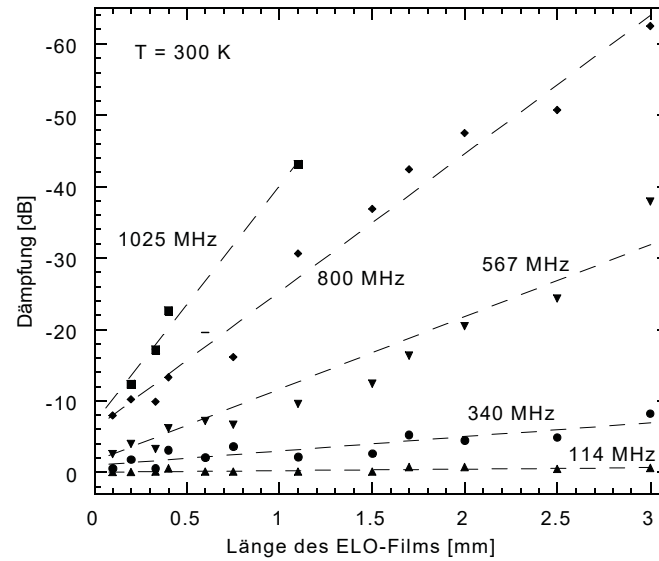


Abb. 6.10.: Dämpfung einer Oberflächenwelle in Abhängigkeit der Länge des zwischen den Schallwandlern platzierten ELO-Films. Niedrigere Frequenzen werden deutlich weniger gedämpft als hohe Frequenzen [27].

Um dies zusätzlich zu verifizieren, wurden weitere Transmissionsmessungen mit Split(4)-Schallwandlern an LiNbO_3 -Proben ohne Membran im Schallpfad durchgeführt. Dabei sollte gleichzeitig überprüft werden, inwiefern sich ein Unterschied durch die verwendeten Elektrodenmetalle Gold bzw. Aluminium und das LiNbO_3 -Substrat in zwei unterschiedlichen Modifikationen ergibt. Die so ermittelten Ergebnisse sind in Abbildung 6.11 dargestellt.

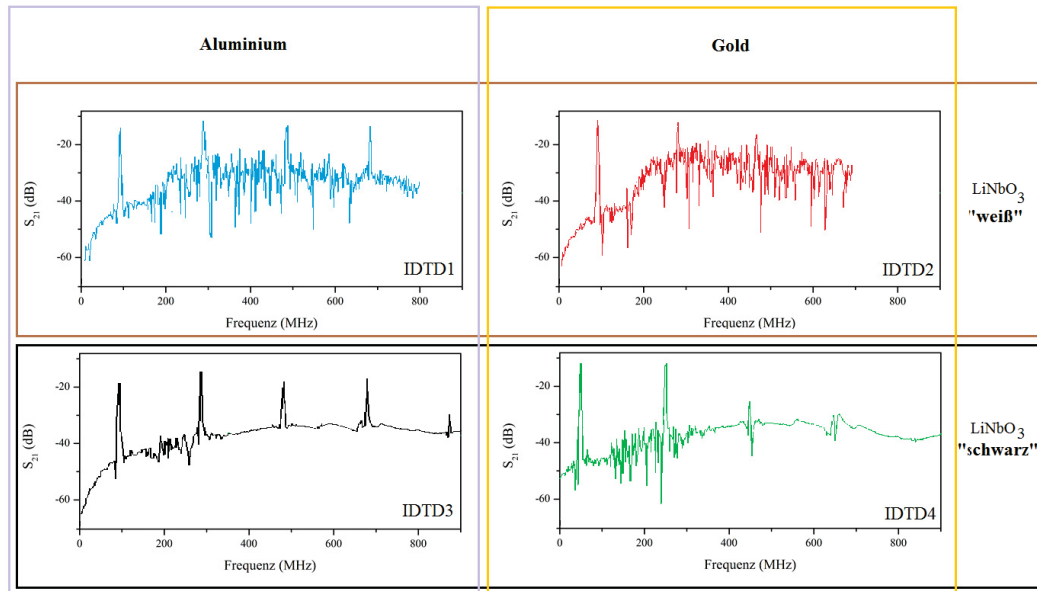


Abb. 6.11.: Vergleich unterschiedlicher Elektrodenmetalle und Lithiumniobat-Substrate.

Man erkennt, dass das Substrat lediglich auf das Signal-Rausch-Verhältnis Einfluss hat. Dies liegt daran, dass das für die Elektronenstrahl-Lithographie verwendete „schwarze“ Lithiumniobat eine geringe Leitfähigkeit besitzt. Die Wahl des Metalls hat allerdings einen starken Effekt auf höherfrequente Oberflächenwellen. Genauer gesagt auf die Rückkonversion der mechanischen Welle in eine Wechselspannung am zweiten IDT der Verzögerungsleitung. Hier wird vermutet, dass die IDT-Finger aus schwererem Gold der eintreffenden Welle nicht so schnell folgen können, wie dies für Aluminium der Fall ist, was zu einem schlechteren Signal führt. Befindet sich zudem noch eine ELO-Schicht im Schallpfad, wie es bei der Messung in Abbildung 6.9(b) der Fall ist, kann man durch eine solche Messung nur noch schwer ermitteln, inwiefern eine SAW aktiv ist. Ein weiteres Experiment, welches die am Untersuchungsort aktive Oberfläche zeigt, besteht in der direkten spektroskopischen Untersuchung von QD-Emissionslinien unter dem Einfluss einer SAW und wird in Abschnitt 7.3 erläutert.

6.5. Elektromagnetisches Übersprechen von IDT zu Diode

Werden sowohl interdigitale Schallwandler als auch Dioden gleichzeitig betrieben, wie es für eine kombinierte Kontrolle der Quantenpunktemission erforderlich ist, so kann es zu einem störenden Einfluss der Diodenspannung durch das Hochfrequenzsignal am Schallwandler kommen. Dieses sogenannte elektromagnetische Übersprechen wurde mit dem in Abbildung 6.12 dargestellten Versuchsaufbau untersucht.

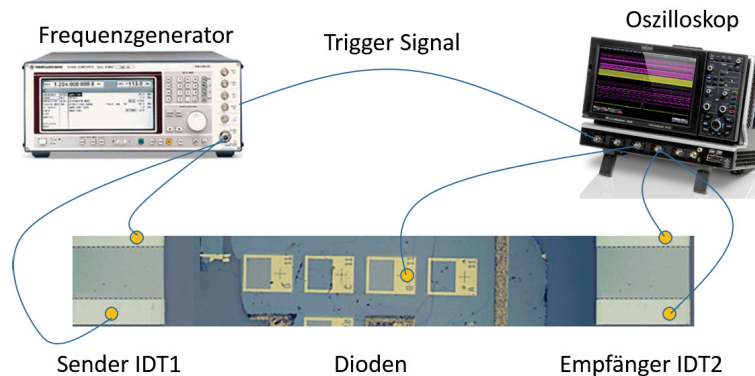


Abb. 6.12.: Versuchsaufbau zum Quantifizieren eines elektromagnetischen Übersprechens von IDT zu Diode.

Einer der beiden Schallwandler der Verzögerungsleitung wird dabei als Sender verwendet (IDT1), der andere als Empfänger (IDT2). Der Frequenzgenerator gibt zeitgleich mit Einsetzen der Wechselspannung ein Signal (Trigger) an ein Oszilloskop. Dieses ist dabei sowohl mit dem Empfänger IDT als auch mit einer Diode verbunden. Da somit eine gemeinsame Zeitbasis erreicht wird, lassen sich Aussagen über die entsprechenden elektrischen Vorgänge an den einzelnen Komponenten tätigen. Hierbei wurden Experimente an zwei unterschiedlich hergestellten Proben getätigt. Abbildung 6.13 (a) zeigt die Ergebnisse einer solchen Messung an der Probe [08-18-10.1](ni-grad)_e2_ELO, welche im Pre-Processing-Verfahren hergestellt wurde, d.h. die Dioden wurden vor dem Transfer der ELO-Schicht fabriziert. In Abbildung 6.13(b-d) sind die Ergebnisse für eine Vergleichsprobe [08-27-12.1](ni-grad)_b2_ELO_Pd, welche im Post-Processing-Verfahren hergestellt wurde, dargelegt. Beide Proben unterscheiden sich dabei in ihren Geometrien dahingehend, dass die Abstände der einzelnen Strukturen nicht identisch sind. Bei der Vergleichsprobe besitzen die Schallwandler einen größeren Abstand zueinander. Im Experiment wurde eine SAW-Pulslänge von $0,5\ \mu\text{s}$ bei einer Leistung $P_{RF} = 5\ \text{dBm}$ verwendet. Die schwarze Kurve stellt dabei das Triggersignal dar und zeigt zugleich die Dauer des SAW-Pulses. Bei der ersten Probe kommt die Oberflächenwelle nach $1,13\ \mu\text{s}$ am Empfänger-IDT an und wird dort wieder in ein elektrisches Signal (blaue Kurve) mit einer Spitzenspannung von $180\ \text{mV}$ umgewandelt. Die Laufzeit lässt sich zudem über die Geschwindigkeit $v_{SAW} = 3980\ \text{m/s}$ und den Abstand $d_{IDTs} \approx 4,5\ \text{mm}$ verifizieren und ergibt hier ebenfalls einen Wert von $1,13\ \mu\text{s}$. Die orange Messkurve zeigt die Spannung, welche direkt an der Diode abgegriffen wird. Dieses Signal stellt das Übersprechen dar, welches für die gleiche Zeitdauer wie der Generationspuls der Oberflächenwelle vorherrscht. Hierbei ergibt sich eine maximale Spannung von $4\ \text{mV}$. Da für einen messbaren Effekt der Diodenspannung auf die Emission der Quantenpunkte in den Experimenten eine minimale Schrittweite von $50\ \text{mV}$ verwendet wurde, führt diese zusätzliche Spannung an der Diode ($<10\ \%$) zu keiner Beeinträchtigung und kann somit vernachlässigt werden.

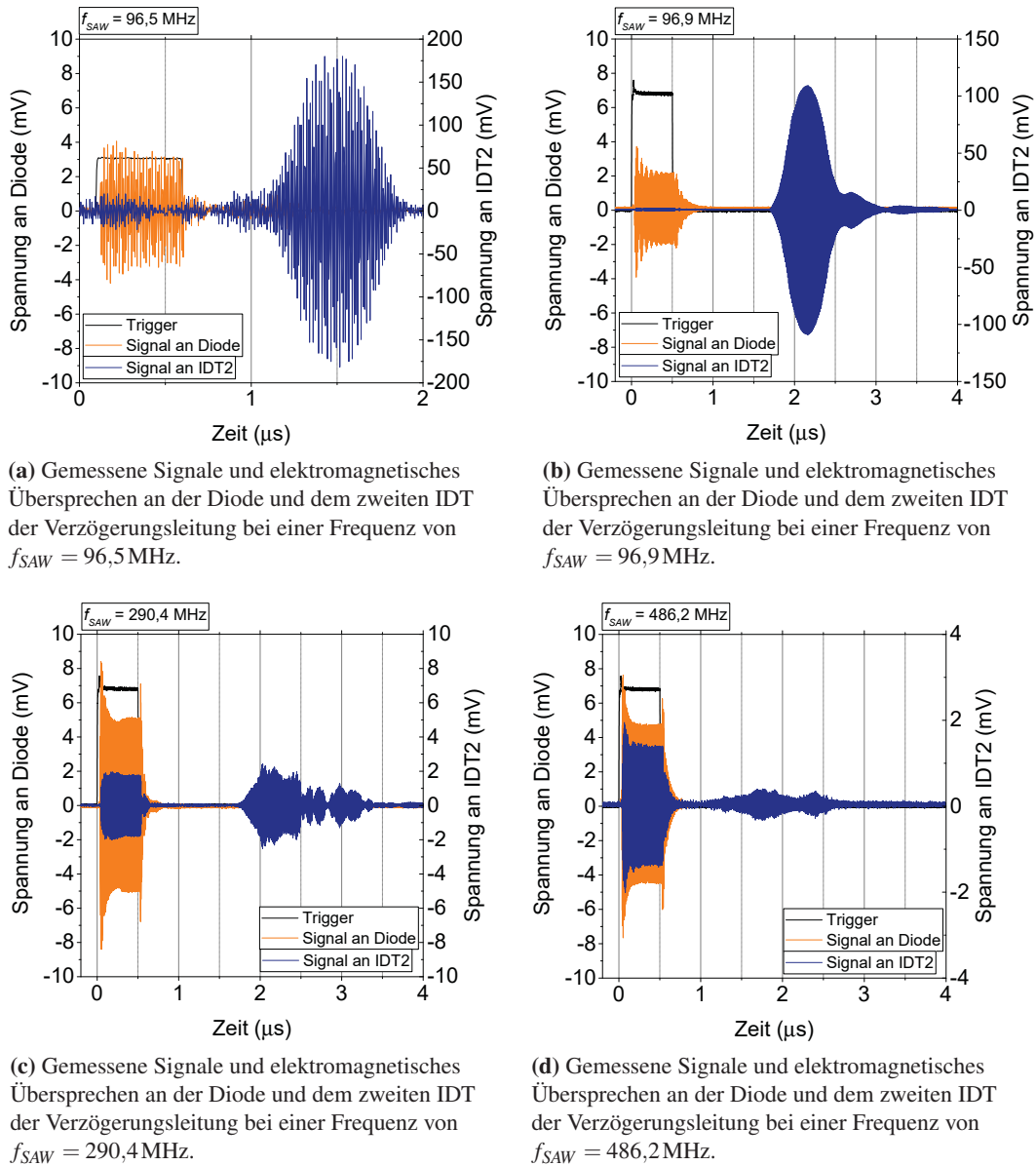


Abb. 6.13.: Messungen zum elektromagnetischen Übersprechen der Bauteile.

(a) Probe: [08-18-10.1](ni-grad)_e2_ELO, (b-d) Probe:[08-27-12.1](ni-grad)_b2_ELO_Pd

Vergleicht man nun die Ergebnisse der zweiten Probe bei nahezu der gleichen Frequenz der Oberflächenwelle von $f_{SAW} = 96,9 \text{ MHz}$, so erreicht der Puls den zweiten Schallwandler nach $1,74 \mu\text{s}$, was einem Abstand von $d_{IDTs} \approx 6,93 \text{ mm}$ entspricht. Auch in diesem Fall klingt das durch das elektromagnetische Übersprechen hervorgerufene Signal an der Diode nach dem Ausschalten des RF-Signals schnell ab, was eine Beeinträchtigung der Diodenspannung in späteren Experimenten nahezu ausschließt. Vergleicht man die Grundfrequenz $f_{SAW} = 96,9 \text{ MHz}$ mit den nächsten höheren anregbaren Frequenzen $f_{SAW} = 290,4 \text{ MHz}$ und $f_{SAW} = 486,2 \text{ MHz}$, so zeigt sich hier eine deutliche Abschwächung (Faktor:50) des transmittierten Signals. Dies ist ein Resultat der bei höheren Frequenzen auftretenden stärkeren

Dämpfung durch die ELO-Schicht zwischen den Schallwandlern.

Um neben dem zeitlichen Ablauf auch eine Vorstellung über den örtlichen Aufenthaltsort des SAW-Pulses zu gewinnen, wurden für die erste Probengeometrie ausgewählte Zeitpunkte und die damit einhergehende Position des SAW-Pulses in nachfolgender Abbildung 6.14 veranschaulicht. Die örtlichen Koordinaten des Pulses lassen sich dabei aus den geometrischen Bedingungen (Länge des IDT $l_{IDT} = 1000\mu\text{m}$, Abstand der IDTs $d_{IDTs} = 4500\mu\text{m}$) bestimmen. Zum Zeitpunkt t_0 wird das RF-Signal eingeschaltet und der Schallwandler beginnt zu schwingen. Die maximale Amplitude der Oberflächenwelle wird allerdings nicht sofort erreicht, denn die verstärkende Wirkung der einzelnen Finger muss erst vom linken Ende zum rechten Ende des IDTs propagieren. Somit vergeht hierbei die Zeit $t_V = l_{IDT}/v_{SAW} = 0,251\mu\text{s}$. Zum Zeitpunkt $t_1 = 0,5\mu\text{s}$ (Pulslänge) wird das RF-Signal ausgeschaltet. Das Ende des SAW-Pulses befindet sich dabei bei $x_e(t_1) = 0\mu\text{m}$ und der Anfang bei $x_a(t_1) = t_1 \cdot v_{SAW} + l_{IDT} = 2990\mu\text{m}$ während die maximale Amplitude die Koordinate $x_{max}(t_1) = 1990\mu\text{m}$ passiert.

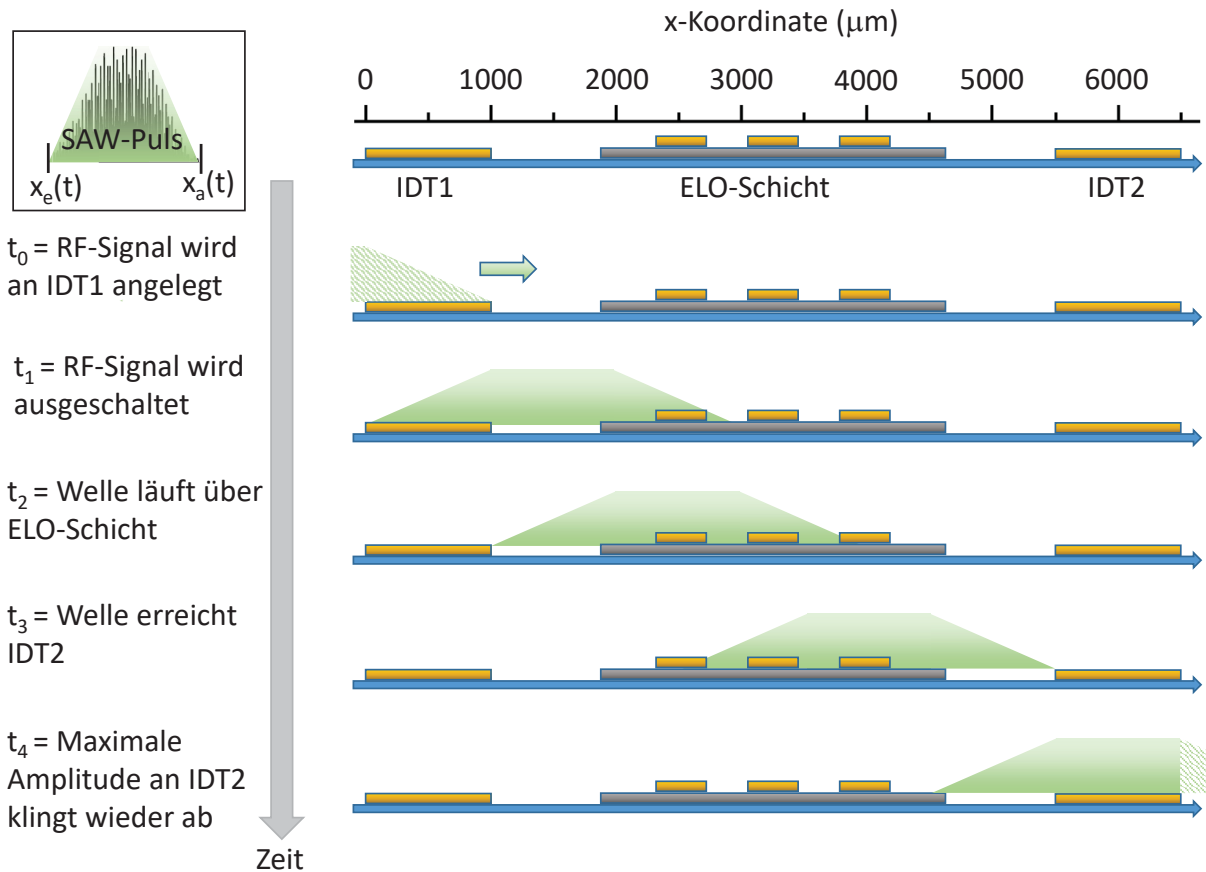


Abb. 6.14.: Darstellung der örtlichen Position des SAW-Pulses zu ausgewählten Zeitpunkten.

Für Zeiten $t_2 < t < t_3$ propagiert die Welle zwischen den beiden Schallwandlern und erreicht zum Zeitpunkt $t_3 = 1,13\mu\text{s}$ am Ort $x_a(t_3) = 4500\mu\text{m}$ den zweiten IDT. Dort kann sie wieder in ein elektrisches Messsignal umgewandelt werden, wobei die maximale Amplitude des Pulses zum Zeitpunkt $t_4 = 1,38\mu\text{s}$ wieder abklingt. Der Ort der ersten Diodenstruktur befindet sich bei

$x_{D1} = 2318\mu\text{m} > x_{\text{max}}(t_1) = 1990\mu\text{m}$. Hierdurch wird zudem sichergestellt, dass etwaige störende Einflüsse des Übersprechens minimiert werden. Vor allem in später verwendeten Probengeometrien wurde darauf geachtet, dass der Abstand der ersten Diode zum IDT größer ist als die Wegstrecke die der Puls zurücklegt hat bis das RF-Signal wieder abgeschaltet wird.

7. Kombinierte statische und dynamische Kontrolle von Quantenpunkten im Hybrid

*Dieses Prinzip ist so vollkommen allgemein,
dass keine Anwendung dafür möglich ist*

George Pólya

Bisher wurden die Einzelquantenpunktphotodioden und die interdigitalen Schallwandler nahezu separat voneinander betrachtet. Im vorhergehenden Abschnitt 6.5 wurden bereits elektrische Charakterisierungen beim zeitgleichen Betrieb beider Bauteile betrachtet. Im nun folgenden Kapitel stehen vor allem optische Messungen im Vordergrund, welche zeigen werden, dass es mit Hilfe der Hybridstrukturen möglich ist, gezielt die Emissionseigenschaften der Quantenpunkte sowohl statisch als auch dynamisch zu modifizieren.

Im ersten Abschnitt werden daher erste optische Experimente präsentiert, welche die Effekte einer Oberflächenwelle auf die Quantenpunktemission bei gleichzeitig angelegtem vertikalen elektrischen Feld durch die Diode zeigen. Dies gewährt erste Einblicke in die Abhängigkeit der QD-Emission von der Leistung und der Phase der SAW.

Im nachfolgenden Abschnitt werden dann diese Effekte nochmals detaillierter an einer einzelnen Probe betrachtet und die physikalischen Eigenschaften im Falle des statischen als auch des dynamischen Kontrollmechanismus diskutiert.

Mit Hilfe des Messaufbaus und des Hybridbauteils ist es darüber hinaus möglich, explizit die Resonanzfrequenz der Schallwandler auf optischen Weg zu bestimmen, worauf im dritten Teilabschnitt eingegangen wird. Am Ende dieses Kapitels werden erste Messungen an Quantenpunkt-Molekülen präsentiert, welche zeigen, dass auch bei diesem System eine Kontrolle der Emission mit akustischen Oberflächenwellen und statischen elektrischen Feldern möglich ist.

7.1. Zeitintegrierte und phasenaufgelöste Messungen an hybridisierten Einzelquantenpunktphotodioden

Führt man ein Experiment durch, bei dem wieder eine nicht-stroboskopische Anregung mittels eines Lasers getätigt wird und betrachtet die dabei auftretenden Linien der Quantenpunktstrukturen bei verschiedenen Leistungen P_{RF} der akustischen Welle, so stellt man fest, dass mit zunehmender Stärke der SAW eine Verbreiterung der anfänglich schmalen Linien stattfindet. Dies ist für eine Position auf einer Probe in Abbildung 7.1(a) gezeigt, wobei angemerkt werden muss, dass es sich hierbei nicht zwangsläufig um einen einzigen selektierten Quantenpunkt handelt. Es könnte sich auch um mehrere simultan angeregte QDs handeln, wodurch die genaue Herkunft der einzelnen Linien und die damit verbundenen Exzitonen schwierig zu identifizieren sind. Die Leistung der bei $f_{SAW} = 99\text{ MHz}$ angeregten Oberflächenwelle

wurde dabei in einem Bereich $-2\text{ dBm} \leq P_{RF} \leq 30\text{ dBm}$ verändert und die dadurch ermittelten Spektren in einem Falschfarbendiagramm aufgetragen. Die Messung fand dabei bei einer Diodenspannung $V_B = -0,5\text{ V}$ mit einer Laserleistung von $P_{Laser} = 500\text{ nW}$ und einer Integrationszeit von $t_{int} = 120\text{ s}$ statt. Vergleicht man dieses mit dem Ergebnis, das für einzelne Quantenpunkte in einer reinen GaAs-Matrix ohne Dotierschichten (QD_{GaAs}) wie es in Abbildung 5.6(b) ermittelt wurde, fallen mehrere Unterschiede auf. Zum einen kann hier auch für sehr hohe Leistungen keine vollständige Unterdrückung der PL erreicht werden. Anstelle des bei QD_{GaAs} auftretenden Schaltverhaltens zwischen verschiedenen Zuständen tritt hier die bereits erwähnte Zustandsverbreiterung auf. Dies legt den Schluss nahe, dass es sich hierbei nicht um einen durch das elektrische Feld der SAW verursachten Effekt handelt. Diese Annahme kann zudem dadurch bestärkt werden, dass die Metallisierung für den Rückkontakt und die dotierte Schicht sehr viele freie Ladungsträger beinhalten, welche ein die SAW begleitendes elektrisches Feld von den Quantenpunkten abschirmen kann. Daher wird die gemessene energetische Verbreiterung der Linien dem Verspannungsfeld der SAW zugeschrieben. Eine detailliertere Auswertung und Begründung in Abschnitt 7.2 bestätigen dies.

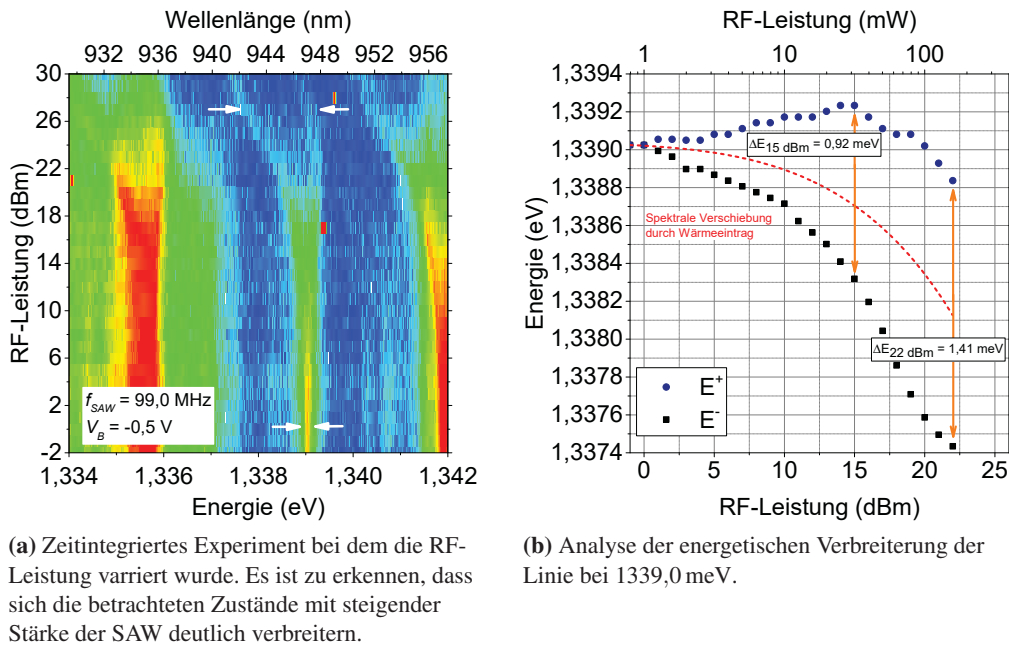


Abb. 7.1.: Verbreiterung von Zuständen durch eine akustische Welle. Probe: [07-30-12.1](ni-rot)_a3.2_ELO

Um eine genauere Aussage über die Zustandsverbreiterung machen zu können, wurde eine der Linien genauer analysiert. Am deutlichsten lässt sich dies für den Zustand bei $E = 1339\text{ meV}$ durchführen. Dazu wurden die jeweiligen Intensitätsmaxima aus den Rohdaten extrahiert und in Abbildung 7.1(b) gegen die RF-Leistung aufgetragen. Bereits ab einem Wert von $P_{RF} = 3\text{ dBm}$ beginnt die energetische Aufspaltung. Eines der beiden Maxima (E^+) verschiebt sich dabei im Bereich $0\text{ dBm} \leq P_{RF} \leq 15\text{ dBm}$ zu höheren Energien, während das andere (E^-) sich in Richtung niedrigerer Energien verschiebt. Bei $P_{RF} = 15\text{ dBm}$ besteht dabei eine Aufspaltung von $\Delta E_{15\text{ dBm}} = 0,92\text{ meV}$. Für höhere Oberflächenwellenleistungen wechselt das höher energetische Maximum seine Richtung und bewegt sich ebenfalls zu niedrigeren Energien. Ab $P_{RF} = 22\text{ dBm}$ wird das PL-Signal zu schwach, um noch verlässliche

Datenpunkte zu extrahieren. Bei diesem Wert liegt die ermittelte Aufspaltung bzw. Verbreiterung bei $\Delta E_{22\text{dBm}} = 1,41\text{ meV}$. Im Vergleich zum ungestörten Fall bzw. zu sehr kleinen RF-Leistungen ($P_{RF} \leq 0\text{ dBm}$) sind dabei beide Maxima des Zustandes zu negativeren Energien verschoben. Diese Verschiebung beinhaltet allerdings auch einen Anteil, welcher durch eine Temperaturerhöhung der Probe verursacht wird. Diese Temperaturänderung kann im Experiment trotz eines gepulsten Betriebs der Oberflächenwelle nicht gänzlich vermieden werden. In [76] wurde deshalb die spektrale Verschiebung von Quantenpunkt-Linien als Funktion der Temperatur des Kühlfingers betrachtet. Zwar handelt es sich bei den dort betrachteten Quantenpunkten nicht um die exakt gleichen, dennoch kann so nachträglich mit Hilfe dieser Daten eine ungefähre Temperatur der Probe aus der spektralen Verschiebung (rot gestrichelte Kurve in Abbildung 7.1(b)) bestimmt werden. Für die Temperatur gilt hierbei $T \propto \sqrt{\Delta E_X}$ und ergibt für die hier vorliegende Energieverschiebung von $\Delta E_X = 0,89\text{ meV}$ bei $P_{RF} = 22\text{ dBm}$ einen Wert von $T(\Delta E_X = 0,89\text{ meV}) = 28,98 \pm 3\text{ K}$. Durch geeignete Wahl der Messparameter, wie Pulslänge, Pulsdauer und Periode, kann diese Temperaturerhöhung allerdings reduziert werden.

Führt man nun phasenaufgelöste Messungen mittels der bereits beschriebenen stroboskopischen Messmethode bei hohen Leistungen der SAW durch, so lässt sich auch hier untersuchen, ob der Anregungszeitpunkt bei der Emission eine Rolle spielt. Dazu wurde eine Stelle auf einer weiteren Probe angefahren, bei der möglichst viele QD-Linien detektiert werden konnten, um festzustellen, ob es bei den einzelnen Zuständen zu einem unterschiedlichen Verhalten bezüglich der SAW-Phase kommt.

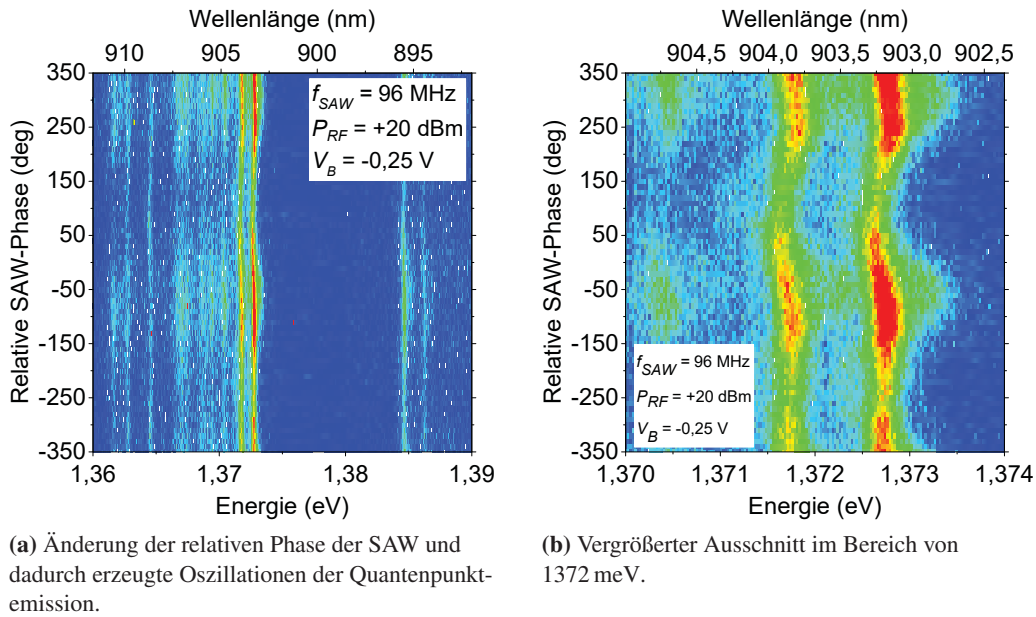


Abb. 7.2.: Gleichzeitige phasenaufgelöste Messungen bei einer Frequenz von $f_{SAW} = 96\text{ MHz}$ und einer Leistung von $P_{RF} = 20\text{ dBm}$ an mehreren QD-Linien. Probe: [07-30-12.1](ni-rot)_a1_ELO

Als Messparameter wurde hier eine Diodenspannung von $V_B = -0,25\text{ V}$, eine Laserleistung $P_{Laser} = 1800\text{ nW}$, eine Integrationszeit $t_{int} = 20\text{ s}$ und die Resonanzfrequenz $f_{SAW} = 96\text{ MHz}$ des IDTs verwendet. Die RF-Leistung wurde auf 20 dBm festgelegt und die relative Phase der Oberflächenwelle über zwei volle Zyklen durchgefahren. Abbildung 7.2(a) zeigt dabei den gesamten betrachteten Ener-

giebereich (1360-1390 meV) und Abbildung 7.2(b) eine Vergrößerung in den Bereich der zwei hellsten Emissionslinien. Dabei zeigen alle Zustände ein phasengleiches Verhalten. Ein Maximum der PL tritt bei den relativen Phasen $\varphi_{Max} = -50^\circ$ (bzw. 310°) auf, während ein Minimum bei den Phasenlagen $\varphi_{Min} = -230^\circ$ (bzw. 130°) detektiert werden kann. Der Unterschied in den Phasen zwischen Minimum und Maximum der PL beträgt damit exakt 180° . Da hier im Gegensatz zu den früher diskutierten Hybrid-Quantenpunktstrukturen ohne Dioden auch bei hohen SAW-Leistungen keine antikorrelierten Oszillationen zu verzeichnen sind, wird der Haupteffekt durch das Spannungsfeld und nicht durch das elektrische Feld der Oberflächenwelle hervorgerufen.

7.2. Kombinierte statische und dynamische Kontrolle der Quantenpunktemission

In diesem Abschnitt werden die bereits im Vorfeld diskutierten Kontrollmechanismen an einer einzelnen Hybridprobe aufgezeigt und analysiert, wobei ein Teil der Ergebnisse in [77] veröffentlicht wurde. Der hierbei verwendete Probenaufbau ist sowohl schematisch als auch anhand eines realen Probenbildes in Abbildung 7.3 dargestellt. Die Probe trägt die Bezeichnung [09-24-13.1](nip-rot)_b4_ELO_Pd und besteht dabei aus einem 128° rot. YX LiNbO_3 -Wirtssubstrat auf dem 50 nm dicke Split(4)-Ti/Au-IDTs aufgebracht wurden. Innerhalb der Verzögerungsleitung befindet sich eine 50 nm dicke Palladiumstruktur, welche als Rückkontakt für die Dioden dient und mit der p-dotierten Schicht der QD-Membran in Kontakt steht. Auf die Oberseite der Quantenpunkt führenden Schichtstruktur wurde ein 200 nm dicker Goldkontakt aufgebracht, in den runde Schattenmasken von ca. $1\text{ }\mu\text{m}$ Durchmesser zur Selektion einzelner Quantenpunkte eingebracht wurden. Durch gezieltes nass-chemisches Ätzen wurde der nicht benötigte Teil der ELO-Schicht entfernt.

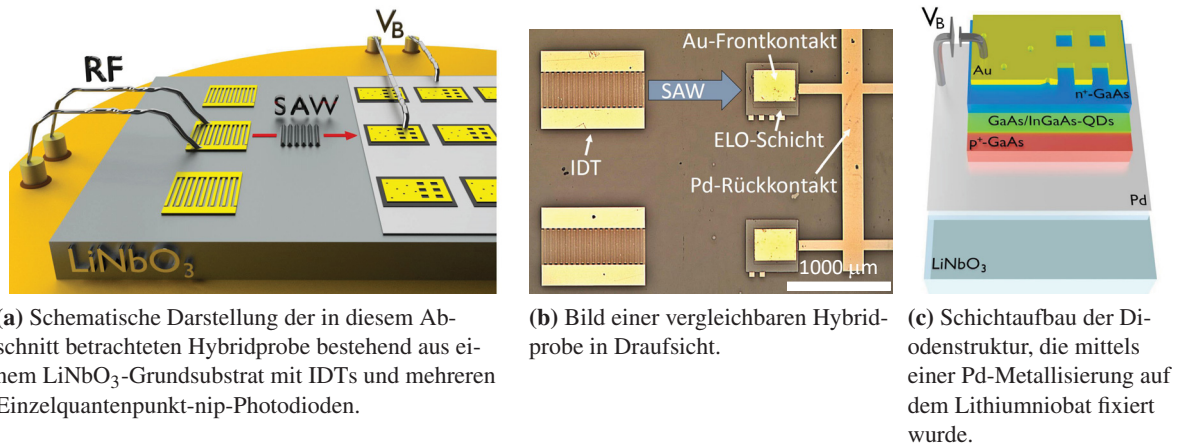
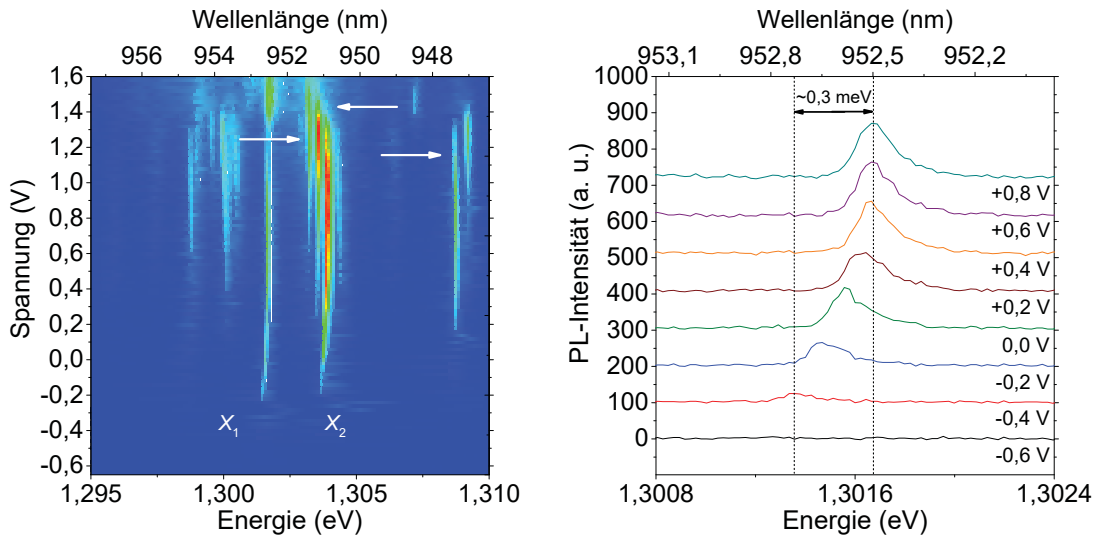


Abb. 7.3.: Übersicht über die verwendete Probengeometrie und deren Schichtaufbau.

Die Messung der Resonanzfrequenzen der interdigitalen Schallwandler für das verwendete Design bei einer Temperatur von $T \approx 10\text{ K}$ ergab dabei folgende Werte: $f_1 = 97,3\text{ MHz}$, $f_2 = 292,0\text{ MHz}$, $f_3 = 482,1\text{ MHz}$ und $f_4 = 679,5\text{ MHz}$. In einem nächsten Schritt wurde innerhalb des $\mu\text{-PL}$ -Aufbaus ein einzelner Quantenpunkt selektiert und mit dem 850 nm Laser angeregt. Durch sukzessives Variieren der Spannung an der Diode von $-0,6\text{ V}$ bis $1,6\text{ V}$ wurde die Spannungsabhängigkeit der QD-Emission ermittelt. Die zu jeder Spannung gehörenden Einzelspektren wurden in Abbildung 7.4(a) zu einem Falschfarbenplot zusammengestellt. Somit erhält man einen direkten Überblick über die mit der variierten Spannung einhergehenden Effekte. Für Spannungen, welche negativer als $V_B = -0,4\text{ V}$ sind kann kein PL-Signal detektiert werden. Dies liegt an den bereits in Abschnitt 6.2 angesprochenen hohen elektrischen Feldern, welche dazu führen, dass Ladungsträger vor ihrer strahlenden Rekombination aus dem Quantenpunkt tunneln [41]. Verändert man die Diodenspannung von $V_B = -0,4\text{ V}$ in positive Richtung, so werden zwei Emissionslinien deutlich sichtbar. Da es nicht eindeutig klar ist, welche genaue Art von Exzitonen bei dem Zerfall eine Rolle spielen, werden diese im weiteren Verlauf als X_1 ($E_{X_1} = 1301,6\text{ meV}$) und X_2 ($E_{X_2} = 1303,8\text{ meV}$) bezeichnet.



(a) Falschfarbenplot der QD-Emission in Abhängigkeit von der Diodenspannung. Hierbei kann eine Verschiebung der Linien durch den QCSE und eine Änderung der Beladungszustände des QD (durch weiße Pfeile gekennzeichnet) festgestellt werden.

(b) Ausgewählte Spektren der X_1 -Linie für unterschiedliche Diodenspannungen, wodurch eine Einstellung der Emissionsenergie in einem Bereich von 0,3 meV möglich ist.

Abb. 7.4.: Spannungsabhängige Messungen an einem einzelnen QD und durch den QCSE mögliche Emissionskontrolle. Probe: [09-24-13.1](nip-rot)_b4_ELO_Pd

Für Spannungen oberhalb von $V_B = 0\text{ V}$ können weitere Linien ausgemacht werden. Während die beiden Emissionen von X_1 und X_2 über einen weiten Spannungsbereich vorherrschen, finden bei Spannungen ab $V_B = 1,0\text{ V}$ deutliche Veränderungen im Spektrum statt. Diese, durch weiße Pfeile markierten Ereignisse, sind ein klarer Hinweis auf zusätzliche Ladungsveränderungen im Quantenpunkt [36]. Ein weiteres Merkmal ist eine spektrale Verschiebung der Energie zu höheren Werten beim Durchlaufen der Diodenspannung von $-0,4\text{ V}$ bis $0,8\text{ V}$. Dies ist eine direkte Konsequenz des Stark-Effekts (genauer: quantum confined Stark effect, QCSE). Betrachtet man hierbei genauer die Emissionslinie X_1 für unterschiedliche Diodenspannungen, wie es in Abbildung 7.4(b) dargestellt ist, so kann hier ein Bereich von $\Delta E_{QCSE} \approx 0,3\text{ meV}$ ermittelt werden. Somit lässt sich allein durch die Variation des über den Quantenpunkt angelegten statischen elektrischen Feldes eine Steuerung der Mittenwellenlänge in gewissen Grenzen eines exzitonischen Zustandes erzielen. Neben dieser statischen Kontrolle soll nun ein zweiter Kontrollmechanismus durch eine akustische Oberflächenwelle realisiert werden. Hierzu wurde ein entsprechendes Hochfrequenzsignal an einem IDT, welcher nahe an der hier betrachteten Diode liegt, angelegt. Als Resonanzfrequenz wurde die erste Oberschwingung mit $f_2 = 292\text{ MHz}$ gewählt. Aus einer Vielzahl an ermittelten Daten wurde dabei exemplarisch ein Quantenpunkt herausgenommen, welcher eine sehr starke Reaktion auf die akustische Welle aufweist. Die SAW läuft dabei vom interdigitalen Schallwandler in Richtung Diodenstruktur. Dabei wird neben der mechanischen Deformation auch ein elektrisches Feld durch den Piezoeffekt generiert. Da unterhalb der QD-Membran der Rückkontakt aus Palladium sitzt und zudem eine stark dotierte leitfähige Schicht vorliegt, wird angenommen, dass das elektrische Feld der akustischen Welle weitgehend durch freie Ladungsträger abgeschirmt wird, was durch die nachfolgend dargelegten Messungen auch bestätigt werden kann.

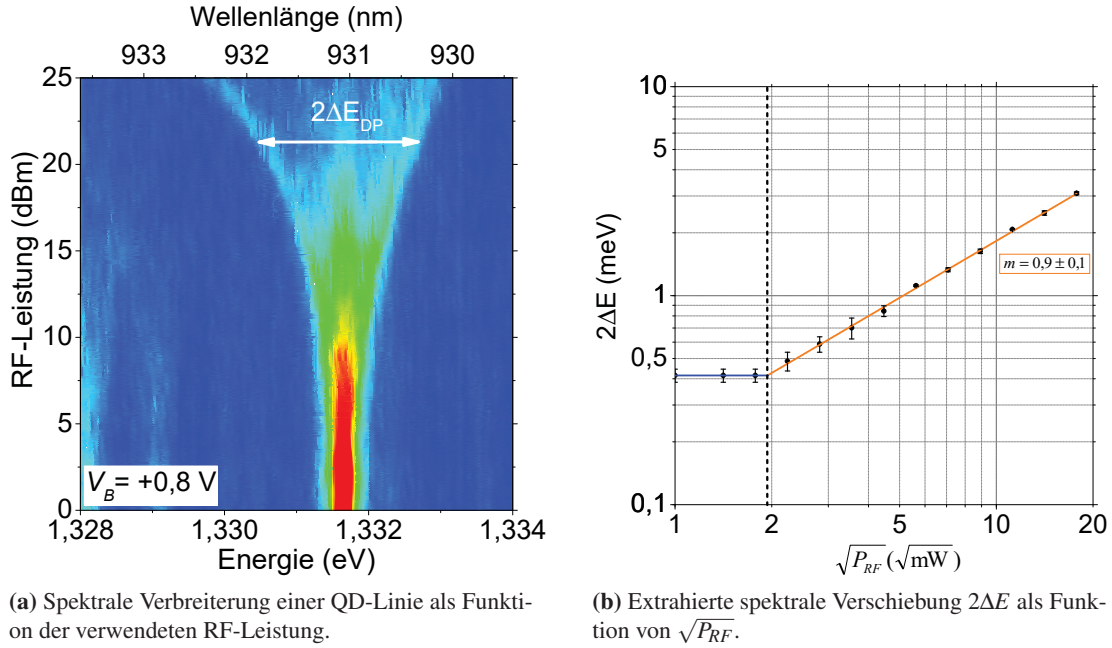


Abb. 7.5.: Untersuchungen zur spektralen Verbreiterung einzelner QD-Emissionslinien.
Probe: [09-24-13.1](nip-rot)_b4_ELO_Pd

Der Effekt der SAW auf die Quantenpunkte ist daher in aller erster Linie durch das dynamische Spannungsfeld bestimmt. Diese Kopplung zum sogenannten Deformationspotential (DP) soll nun betrachtet werden. Dazu wurden zeitintegrierte Messungen durchgeführt, wobei die Wiederholfrequenz des Lasers $f_{\text{Laser}} = 80 \text{ MHz}$ absichtlich nicht mit der Frequenz der Oberflächenwelle übereinstimmt bzw. das gilt $f_{\text{SAW}} \neq n \cdot f_{\text{Laser}}$. Damit findet eine nicht-stroboskopische Anregung statt und es wird über alle möglichen Phasen der Oberflächenwelle gemittelt. Betrachtet man die Energie einer selektierten QD-Linie bei einer festen Diodespannung $V_B = 0,8 \text{ V}$ in Abhängigkeit von der am Schallwandler angelegten RF-Leistung P_{RF} , so ergibt sich der in Abbildung 7.5(a) dargestellte und auf eins normierte Falschfarbenplot. Steigt die am IDT eingekoppelte Leistung, so kann man eine deutliche Verbreiterung der Quantenpunktemission erkennen. Da über den gesamten Leistungsbereich keinerlei Schaltverhalten zu anderen Zuständen erkennbar ist, kann angenommen werden, dass dieser Effekt nur aufgrund der mechanischen Komponente der SAW zustande kommt und ein akusto-elektrischer Effekt durch freie Ladungsträger unterbunden wird. Um dieses Verhalten genauer zu untersuchen, wurde die Breite der Emissionslinie aus den Daten extrahiert. Die spektrale Verbreiterung ΔE_{DP} , welche durch das Deformationspotential hervorgerufen wird, erreicht bei diesem QD einen Wert von $2\Delta E_{DP} = 3 \text{ meV}$ für die höchste verwendete Leistung $P_{RF} = 25 \text{ dBm}$. Trägt man $2\Delta E_{DP}$ gegen die Amplitude der Oberflächenwelle $A_{\text{SAW}} \propto \sqrt{P_{RF}}$ auf so, ergibt sich der in Abbildung 7.5(b) dargestellte Zusammenhang. Unterhalb von $P_{RF} = 4 \text{ mW} \approx 6 \text{ dBm}$ kann kein direkter Effekt durch die Oberflächenwelle ausgemacht werden. Für $\sqrt{P_{RF}} = 2\sqrt{\text{mW}} \hat{=} P_{RF} = 4 \text{ mW}$ steigt $2\Delta E_{DP}$ linear an, wobei die Steigung $m = 0,9 \pm 0,1 \text{ meV}/\sqrt{\text{mW}}$ beträgt. Dies ist ein klarer Hinweis darauf, dass akusto-elektrische Effekte in diesem Fall keinen Beitrag leisten, da hierfür $A_{\text{SAW}} \propto P_{RF} = (\sqrt{P_{RF}})^2$ gilt und ein rein lineares Verhalten im hier gezeigten Graphen modifizieren würde [48, 78]. Da es sich also nur um einen mechanischen Effekt handelt, welcher eine Bandlückenmodifikation verursacht, kann darüber ein lokaler hydrostatischer Druck p bestimmt werden. Verwendet man die für Galliumarsenid bekannte DP-Kopplungsstärke [79] für Belastungen in [110] und

[100] Richtung $\frac{\partial E_{gap}}{\partial p} = 115 \mu\text{eV}/\text{MPa}$ mit den hier maximal erreichten Werten von $\Delta E_{DP} = 1,5 \text{ meV}$ bei $P_{RF} = 25 \text{ dBm}$, so ergibt sich $p_{max} = \Delta E_{DP} / \frac{\partial E_{gap}}{\partial p} = 13,0 \pm 0,6 \text{ MPa}$.

In einem letzten Schritt wurde nun die Laserfrequenz der Oberflächenwelle angepasst, um eine stroboskopische Anregung zu erzielen und so zu untersuchen, welchen Einfluss der genaue Anregungszeitpunkt während eines SAW-Zyklus hat. Dadurch lassen sich direkt Aussagen über die Dynamik der Emissionskontrolle ableiten.

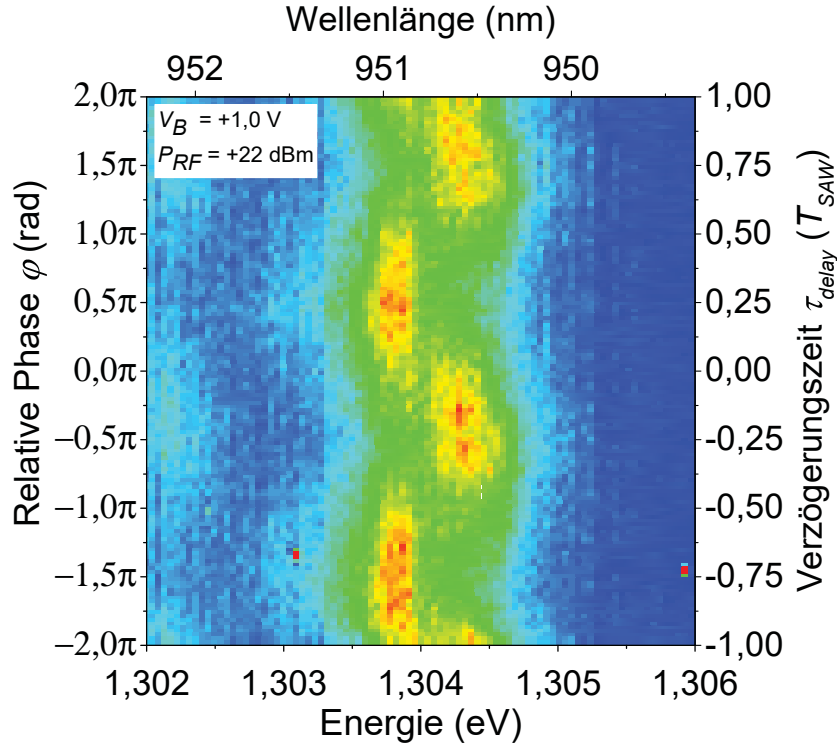


Abb. 7.6.: Stroboskopische Anregung und dadurch ermitteltes PL-Spektrum der X_2 -Linie über zwei volle Zyklen der akustischen Welle. Probe: [09-24-13.1](nip-rot)_b4_ELO_Pd

Da die SAW eine Frequenz von $f_{SAW} = 292 \text{ MHz}$ besitzt, wurde die Laserfrequenz zu $f_{Laser} = 73 \text{ MHz}$ angepasst. Damit gilt: $f_{SAW} = 4 \cdot f_{Laser}$. Somit ist es möglich, die Photonenenergie in Abhängigkeit von der relativen Phase ϕ zu betrachten, welche während des Anregungszeitpunktes am Frequenzgenerator eingestellt wurde. Hierbei sei darauf hingewiesen, dass es sich dabei nicht um die absolute Phasenlage der Welle handelt, da je nach betrachtetem Quantenpunkt unterschiedliche Laufzeiten der SAW vorliegen. Aus den Messungen und den damit gewonnenen Daten kann durch physikalische Argumentation allerdings die relative Phase in eine absolute Phase umgerechnet werden. Für die Betrachtung der Dynamik wurde die X_2 -Linie aus Abbildung 7.4(a) für $V_B = 1,0 \text{ V}$ und eine RF-Leistung $P_{RF} = 22 \text{ dBm}$ untersucht. In Abbildung 7.6 ist die Intensität als Falschfarbenplot bezüglich der Emissionsenergie und in Abhängigkeit der Verzögerungszeit τ_{delay} bzw. relativen Phase ϕ über zwei volle Zyklen der Oberflächenwelle dargestellt. Für diese Spannung liegt im ungestörten Fall die Energie $E_{X_2(1,0V)}$ bei $1304,04 \text{ meV}$. Die SAW führt dabei klar zu einem oszillatorischen Verhalten um die eben angeführte Energie mit der fundamentalen Periode der Welle. Man erkennt dabei vor allem zwei ausgeprägte Bereiche bei maximaler Intensität (im Diagramm orange/rot dargestellt). Diese liegen bei einer Energie von $E_- = 1303,78 \text{ meV}$

und $E_+ = 1304,29 \text{ meV}$ und ergeben somit eine Amplitude von $\Delta E_{DP} = 0,3 \pm 0,05 \text{ meV}$. Da die Maxima bei $\tau_{delay} = -0,75T_{SAW}$ bzw. $\tau_{delay} = +0,25T_{SAW}$ bei einer niedrigeren Energie als im ungestörten Fall liegen, kann man hier davon ausgehen, dass dies durch Zugspannung hervorgerufen wird. Im Gegensatz hierzu liegen die Maxima der Intensität bei $\tau_{delay} = -0,25T_{SAW}$ bzw. $\tau_{delay} = +0,75T_{SAW}$ energetisch gesehen höher und können so einem Maximum an Druckspannung zugeordnet werden. Um zu zeigen, dass sowohl durch den statischen QCSE als auch durch die dynamische Modulation mittels einer Oberflächenwelle die Emission gezielt gesteuert werden kann, wurden die Spektren der X_2 -Linie bei maximaler Druck- bzw. Zugspannung für zwei unterschiedliche Diodenspannungen und zwei ausgewählte Leistungen der SAW aufgezeichnet. Diese Daten finden sich in Abbildung 7.7.

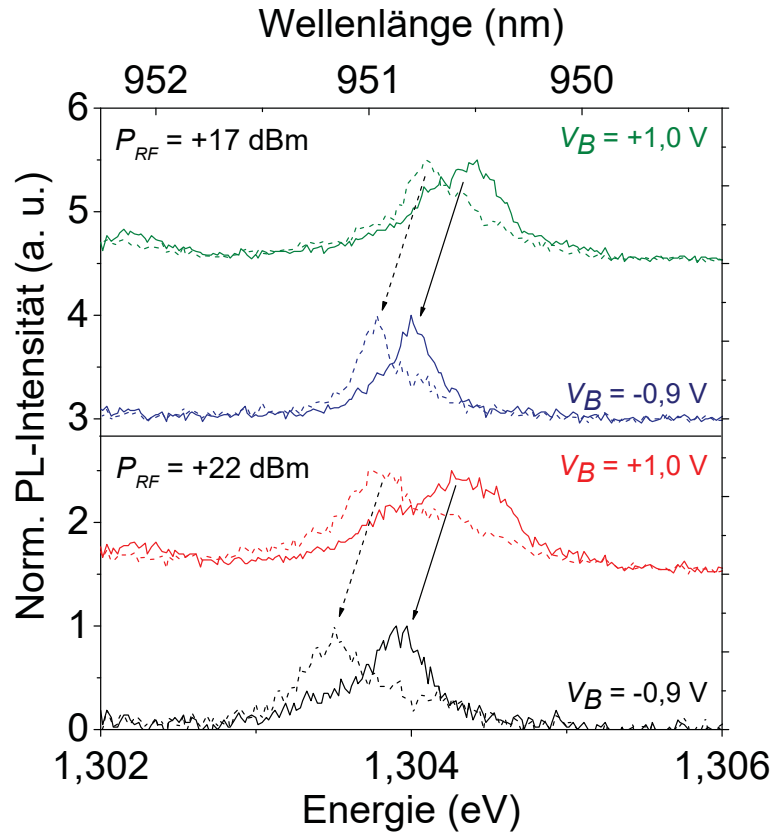


Abb. 7.7.: Kombinierte Kontrolle der X_2 -Emission durch das statische elektrische Feld und das dynamische Spannungsfeld einer SAW. Probe: [09-24-13.1](nip-rot)_b4_ELO_Pd

Bei einer RF-Leistung von $P_{RF} = 17 \text{ dBm}$ (oberes Panel) ist im Gegensatz zu einer höheren Leistung von $P_{RF} = 22 \text{ dBm}$ (unteres Panel) wie erwartet eine geringere Modulation der Energie ersichtlich. Außerdem ist eine Änderung der energetischen Position der Maxima mit Variation der Diodenspannung gezeigt, welche eine direkte Konsequenz des Stark-Effekts ist. Dies ist durch die im Diagramm befindlichen Pfeile angedeutet, welche für beide SAW-Leistungen dieselbe Steigung aufweisen. Somit ist es möglich, durch Wahl der an der Diode angelegten Spannung statisch eine zentrale Energie einzustellen und eine dynamische Modulation mit der Frequenz der Oberflächenwelle zu generieren. Dabei lässt sich zudem die Stärke dieser Modulation durch die eingespeiste Energie am IDT steuern.

7.3. Bestimmung der IDT-Resonanzfrequenz mittels eines Quantenpunktes

Eine interessante Möglichkeit, welche die hier verwendete Probengeometrie bietet, ist die Bestimmung der IDT-Resonanzfrequenz mittels einer optischen Methode. Da die Transmission der Welle durch die zwischen den Schallwandlern liegende ELO-Schicht stark gedämpft wird, ist es mit Hilfe eines Netzwerkanalysators nicht zwangsläufig möglich, diese in Transmission zu detektieren. Vor allem für höhere Frequenzen nimmt die Dämpfung stark zu. Daher wird nachfolgend ein Verfahren beschrieben, um die Aktivität einer SAW am Ort des QDs sicherzustellen.

Hierbei wird ein Quantenpunkt innerhalb einer Diode selektiert und angeregt, während gleichzeitig die Frequenz am Schallwandler variiert wird. Das hierfür verwendete Spektrum ist in Abbildung 7.8(a) dargestellt.

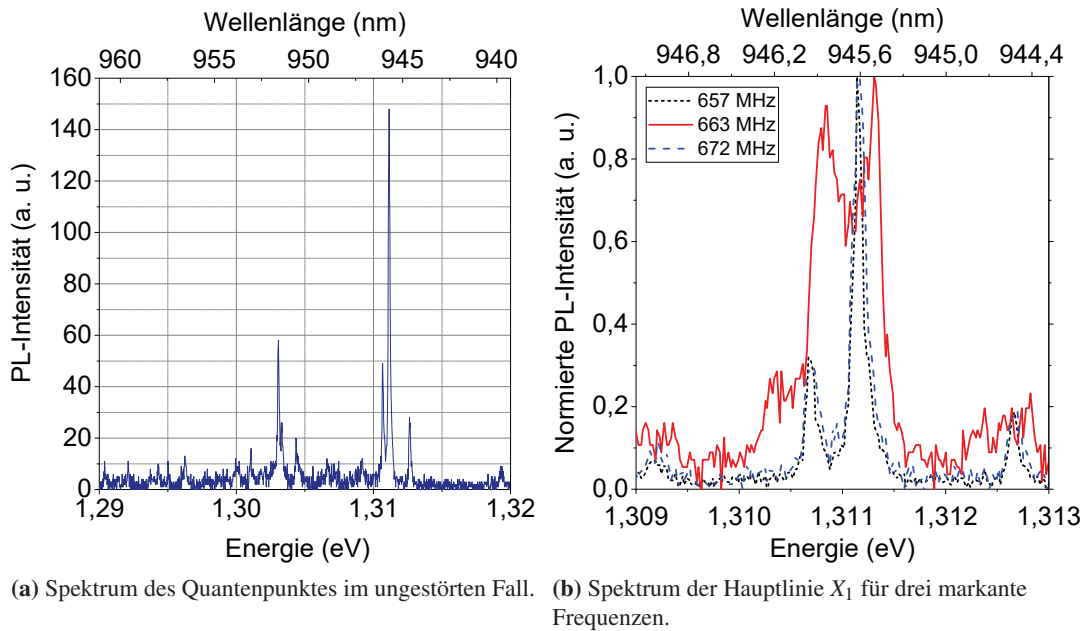
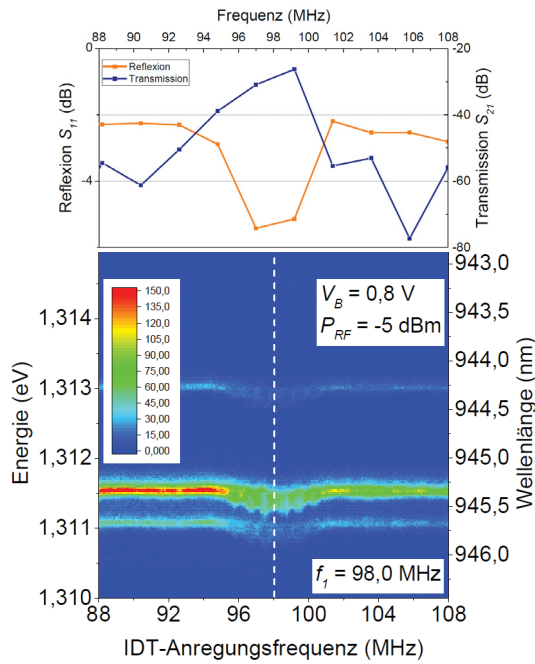
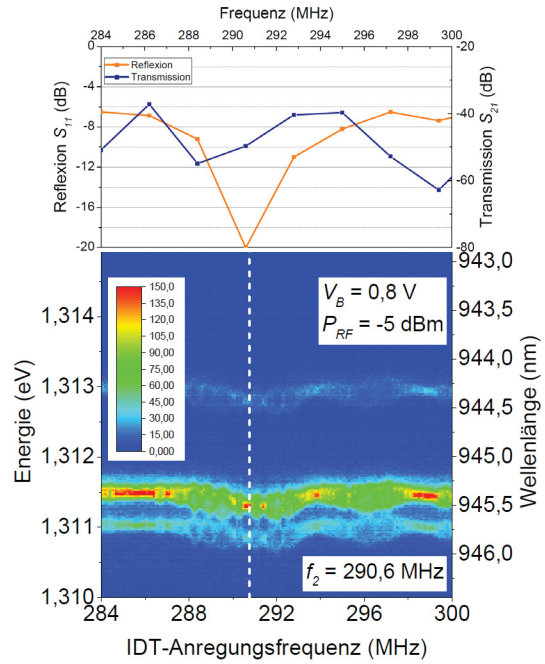


Abb. 7.8.: Spektren der betrachteten Emissionslinie im ungestörten Fall und deren Änderung bei unterschiedlichen am Schallwandler angelegten Anregungsfrequenzen. Probe: [09-24-13.1](nip-rot)_a2

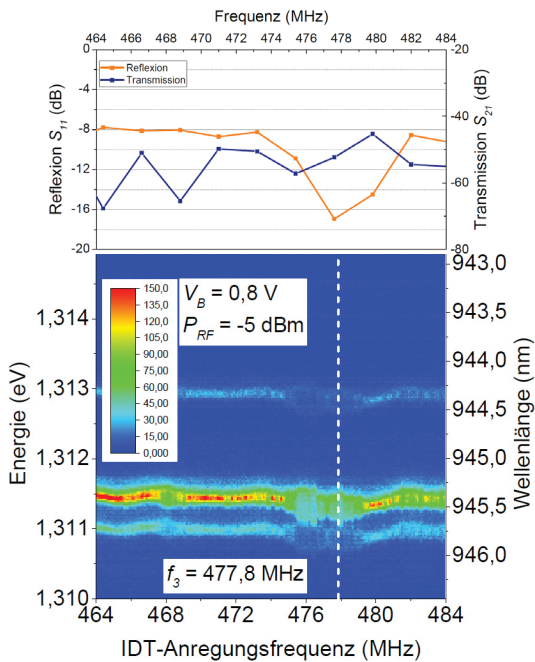
Dabei sind mehrere Maxima zu erkennen, wobei das am stärksten ausgeprägte bei einer Wellenlänge $\lambda_{X1} = 945,62 \text{ nm}$ liegt und für die Betrachtungen herangezogen wird. Die Spannung an der Diode ist dabei auf $V_B = 0,8 \text{ V}$ festgesetzt und es wird am IDT stets eine Leistung von $P_{RF} = -5 \text{ dBm}$ verwendet. Die Anregungsfrequenz wird dabei um $\Delta f \approx \pm 10 \text{ MHz}$ mit einer Schrittweite von $0,1 \text{ MHz}$ um die mit dem Netzwerkanalysator zuvor in Reflexion ermittelte Resonanzfrequenz $f_{1..4}$ des Schallwandlers durchgefahren. Zu jeder Anregungsfrequenz wird das entsprechende Spektrum ermittelt und in einem Falschfarbenplot dargestellt. Abbildung 7.9 zeigt die so gewonnenen Daten. Hierbei ist die Intensität der Emission farbcodiert und die entsprechende emittierte Energie/Wellenlänge in Abhängigkeit von der am IDT angelegten Frequenz gezeigt.



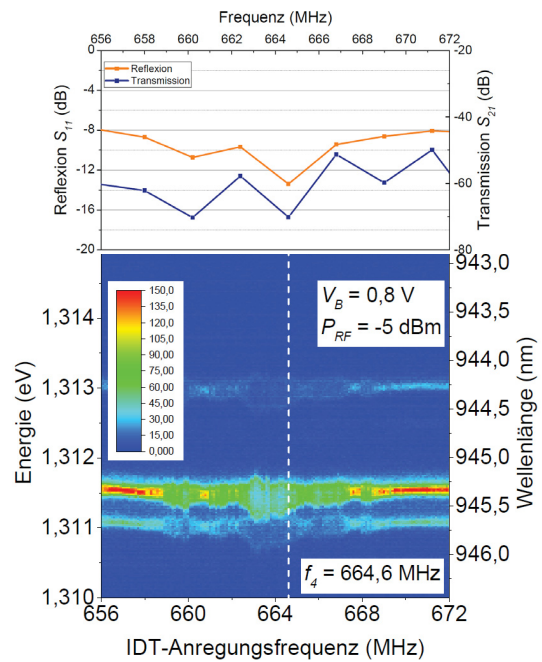
(a) Falschfarbenplot, bei dem die IDT-Anregungs-frequenz in einem Bereich um 98,0 MHz variiert wurde und die mit dem Netzwerkanalysator bestimmten Reflexions- und Transmissionsparameter.



(b) Falschfarbenplot, bei dem die IDT-Anregungs-frequenz in einem Bereich um 290,6 MHz variiert wurde und die mit dem Netzwerkanalysator bestimmten Reflexions- und Transmissionsparameter.



(c) Falschfarbenplot, bei dem die IDT-Anregungs-frequenz in einem Bereich um 477,8 MHz variiert wurde und die mit dem Netzwerkanalysator bestimmten Reflexions- und Transmissionsparameter.



(d) Falschfarbenplot, bei dem die IDT-Anregungs-frequenz in einem Bereich um 664,8 MHz variiert wurde und die mit dem Netzwerkanalysator bestimmten Reflexions- und Transmissionsparameter.

Abb. 7.9.: Spektren in Abhängigkeit von der IDT-Anregungs-frequenz in einem Bereich der jeweils um die zuvor ermittelten Resonanzfrequenzen des Bauteils liegt. Probe: [09-24-13.1](nip-rot)_a2_ELO

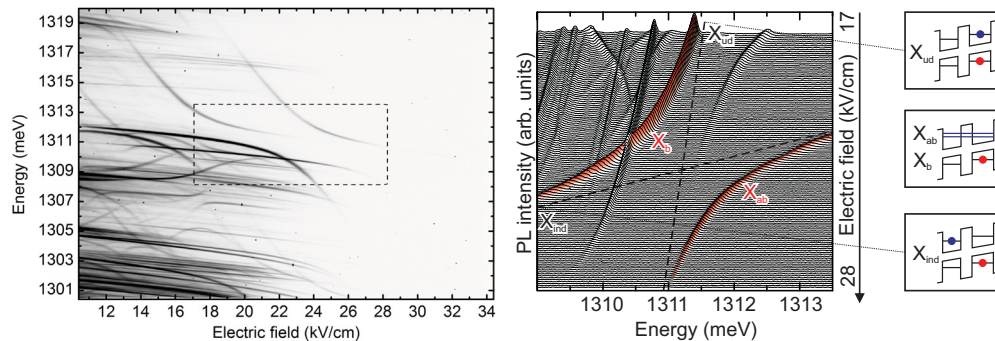
Die zuvor ermittelten Resonanzfrequenzen liegen dabei bei $f_1 = 98,0\text{MHz}$, $f_2 = 290,6\text{MHz}$, $f_3 = 477,8\text{MHz}$ sowie $f_4 = 664,6\text{MHz}$ und sind in den Diagrammen jeweils durch eine gestrichelte weiße Linie kenntlich gemacht. Die vollständigen Daten der Reflexions- und Transmissionsparameter, die mit dem Netzwerkanalysator ermittelt wurden, finden sich zudem im Panel über dem Falschfarbenplot. Betrachtet man nun die zuvor erwähnte Hauptlinie X_1 , so kann festgestellt werden, dass sich deren Energie bzw. Wellenlänge verändert, sobald die Anregungsfrequenz in die Nähe der zuvor ermittelten Resonanzfrequenz kommt. Ein möglicher Effekt, der hier eine Rolle spielen könnte, wäre eine Erwärmung der Probe und damit eine Verschiebung der Emission zu niedrigeren Energien (höheren Wellenlängen). Da bei der hier verwendeten Leistung und durch das gepulste Schema der SAW-Generation nur ein minimaler Wärmeeintrag stattfindet, kann dies nur einen geringen Anteil des Effektes ausmachen. Betrachtet man exemplarisch die einzelnen Spektren in der Umgebung der höchsten Resonanzfrequenz $f_4 = 664,6\text{MHz}$ für drei ausgewählte IDT-Anregungsfrequenzen, wie es in Abbildung 7.8(b) dargestellt ist, so zeigt sich, dass für Frequenzen f_{\pm} abseits der Resonanzfrequenz (657 MHz und 672 MHz) annähernd gleiche Spektren ermittelt werden können. Nahe der Resonanzfrequenz (663 MHz) zeigt sich hingegen eine Verschiebung der Emission zu höheren Energien (niedrigeren Wellenlängen) was durch einen Wärmeeintrag nicht zu erklären ist. Hierbei sei angemerkt, dass die drei Einzelspektren dabei jeweils auf ihren Maximalwert normiert wurden, um diese Verschiebung deutlicher herauszustellen. Betrachtet man dagegen den Falschfarbenplot in Abbildung 7.9(d), ist klar zu erkennen, dass im Bereich um f_4 die Intensität deutlich geringer ist als im ungestörten Zustand. Summiert man die Intensität über den hier betrachteten Wellenlängenbereich von 945,0-946,5 nm, so ergibt sich jedoch für die drei betrachteten IDT-Anregungsfrequenzen ein im Rahmen des Messfehlers identischer Wert. Daher führt die Oberflächenwelle zu einer spektralen Verbreiterung des betrachteten Zustands, nicht jedoch zu einer Abschwächung der Gesamtintensität.

7.4. Quantenpunkt-moleküle

In Abschnitt 7.2 konnte gezeigt werden, dass einzelne Quantenpunkte durch den simultanen Einsatz eines statischen elektrischen Feldes mittels einer Diode und eines dynamischen Verspannungsfeldes durch eine akustische Oberflächenwelle in ihrem Emissionsverhalten kontrolliert werden können. Ein vielversprechendes weiteres System, welches sich betrachten lässt, sind vertikal gestapelte Quantenpunkte. Im Falle von zwei so übereinanderliegenden QDs, welche nur durch eine dünne Barriere voneinander getrennt sind, spricht man auch von einem Quantenpunkt-molekül (engl. quantum dot molecule, QDM). Da für diese Experimente leider wenig Material zur Verfügung stand, soll im Folgenden nur gezeigt werden, dass die prinzipielle Integration dieser Strukturen ebenfalls durch das hier angewandte ELO-Verfahren bewerkstelligt werden kann. Darüber hinaus zeigt sich, dass auch hier Effekte durch die akustische Welle erzielt werden können, wobei eine detaillierte Untersuchung nachfolgenden Arbeiten vorbehalten bleibt.

7.4.1. Quantenpunkt-moleküle im elektrischen Feld

Im Gegensatz zu einzelnen Quantenpunkten ist das Spektrum eines Quantenpunkt-moleküls in Abhängigkeit eines vertikalen elektrischen Feldes deutlich komplexer. Betrachtet man dieses, wie in Abbildung 7.10(a) dargestellt, so fällt auf, dass die unterschiedlichen Linien deutlich voneinander abweichende Stark-Verschiebungen aufweisen. Während einige eine Stark-Verschiebung, vergleichbar mit einzelnen Quantenpunkten, besitzen, zeigen andere Linien einen weitaus deutlicheren Effekt, welcher zudem Krümmungen in die positive als auch in die negative Richtung aufweisen. Außerdem kann ein Kreuzen und ein unterbundenen Kreuzen (engl. avoided crossing / anticrossing) von einigen Zuständen detektiert werden.



(a) Typische Photolumineszenz-Messungen eines Quantenpunkt-moleküls in Abhängigkeit vom elektrischen Feld, welches durch eine Diodenstruktur erzeugt wird.

(b) Wasserfallgrafik des in (a) gestrichelt markierten Bereichs und die dazugehörigen Besetzungszustände der beiden QDs.

Abb. 7.10.: PL-Messungen an einem Quantenpunkt-molekül bestehend aus zwei vertikal gestapelten Quantenpunkten in Abhängigkeit eines vertikalen elektrischen Feldes [32].

Die Linien mit schwacher Stark-Verschiebung können dabei direkten Exzitonen zugeordnet werden, die sich dadurch auszeichnen, dass sowohl Elektron als auch Loch im gleichen Quantenpunkt lokalisiert sind. Dagegen spiegeln Linien mit ausgeprägter Stark-Verschiebung indirekte Exzitonen wieder. Dabei befinden sich Elektron und Loch getrennt voneinander in den beiden Quantenpunkten, wodurch das QDM gebildet wird. Die Besonderheit bei solchen Strukturen besteht dabei darin, dass es möglich ist,

die energetischen Niveaus der beiden Quantenpunkte in Resonanz zu bringen. Dies hat die Konsequenz, dass Ladungsträger zwischen beiden QDs tunneln können, was zu der Ausbildung von bindenden und anti-bindenden Orbitalen und damit zu einem Anticrossing führt. In Abbildung 7.10(b) ist dieser Effekt nochmals deutlicher hervorgehoben. Hierbei zeigt sich das unterbundene Kreuzen (rot hervorgehoben) mit einem energetischen Unterschied von $\approx 3,4 \text{ meV}$. Werden das direkte Exziton X_{ud} im oberen QD und das indirekte Exziton X_{ind} , bei dem das Elektron im oberen QD und das Loch im unteren QD sitzt, in Resonanz gebracht, so entstehen die bindenden X_b und anti-bindenden X_{ab} Zustände.

7.4.2. Quantenpunktmoleküle in Hybridproben

Für die Herstellung der QDM-Hybridproben wurde das gleiche Post-Processing-Verfahren angewandt, wie für zuvor bereits diskutierte Diodenstrukturen. Der Schichtaufbau unterscheidet sich dabei lediglich durch eine zweite Lage aus Quantenpunkten, wie in Unterabschnitt 3.2.3 beschrieben. Daher wird erwartet, dass die optisch aktive Schicht, welche für Schottky-Dioden ausgelegt ist, ebenfalls mit hoher Qualität übertragen werden kann. Um dies zu verifizieren, wurden spannungsabhängige Messungen an einer Probe durchgeführt. Exemplarisch ist einer der so ermittelten Falschfarbenplots in Abbildung 7.11(a) ohne den Einfluss einer Oberflächenwelle gezeigt. Aufgetragen ist hierbei die an der Diode angelegte Spannung und die farbcodierte Intensität für den untersuchten Energiebereich von 1,320-1,340 eV. Hierbei können Effekte, wie stark unterschiedliche Stark-Verschiebungen einzelner Linien, ausgemacht werden, welche ein klares Indiz für die Ausbildung eines Quantenpunktmoleküls sind, da diese bei einzelnen Quantenpunkten nicht auftauchen [80].

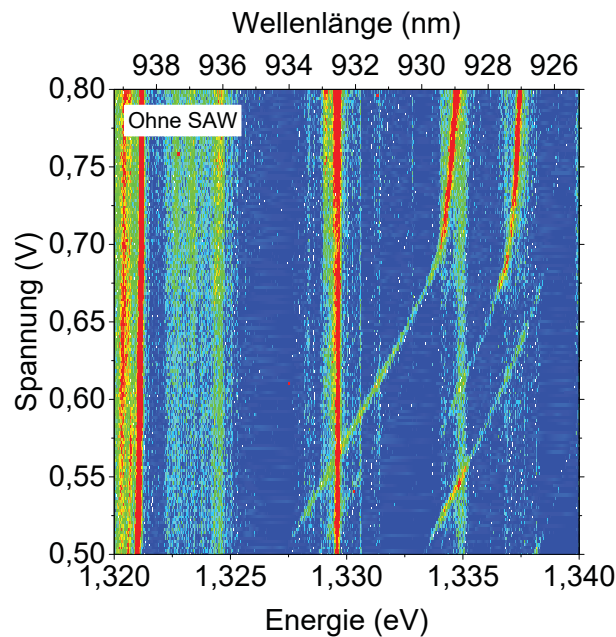


Abb. 7.11.: Spannungsabhängige Messung der Spektren einer QDM-Hybridprobe ohne eine akustische Oberflächenwelle

Führt man nun ein Experiment durch, bei dem während der Messung stets eine Oberflächenwelle mit konstanter Leistung aktiv ist und variiert die an der Diode angelegte Spannung, so können SAW verursachte Effekte direkt im Falschfarbendiagramm ermittelt werden.

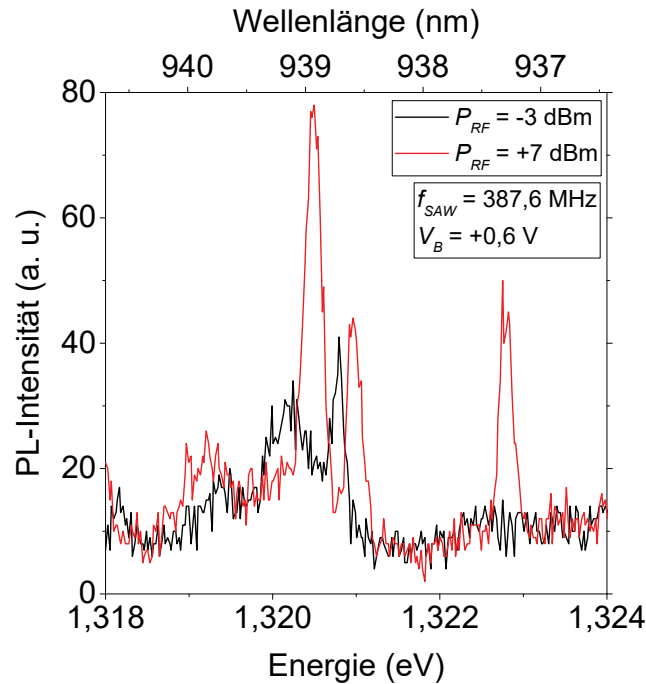
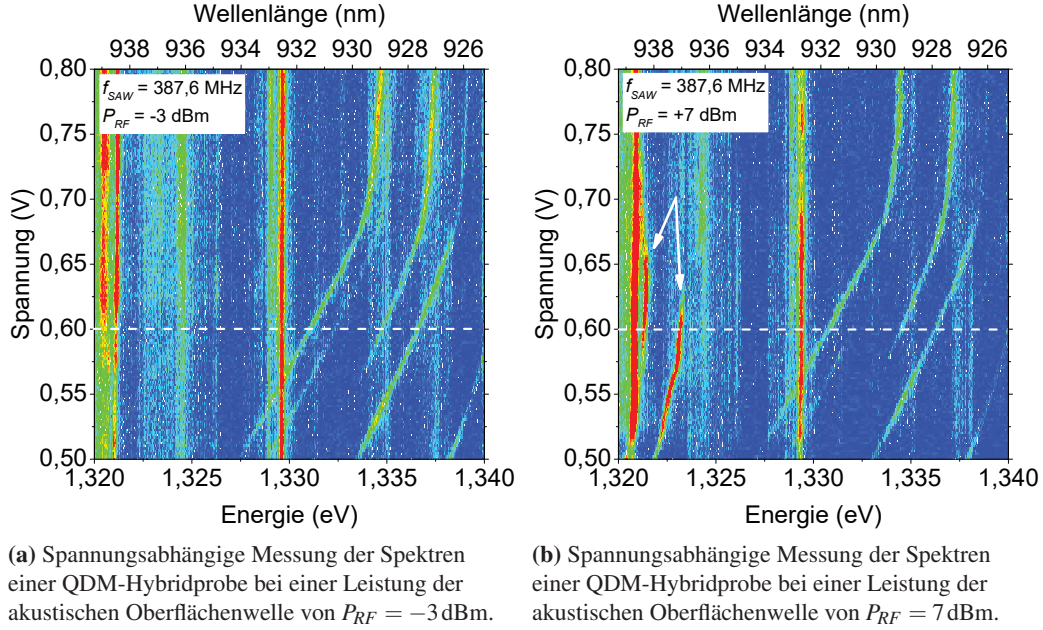


Abb. 7.12.: Effekt einer SAW auf Doppelquantenpunktstrukturen.

Gezeigt wird dies in Abbildung 7.12, wobei die PL bei einer Leistung $P_{RF} = -3 \text{ dBm}$ (a) und $P_{RF} = 7 \text{ dBm}$ (b) in einem Energiebereich von 1320-1340 meV in Abhängigkeit von der Spannung gemessen wurde. Besonders markant ist dabei die Veränderung in einem Bereich $1320 \text{ meV} < E < 1325 \text{ meV}$ (durch weiße Pfeile in (b) markiert). Abbildung 7.12(c) zeigt dabei die Spektren bei einer festen Diodenspannung von $V_B = 0,6 \text{ V}$ für die beiden unterschiedlichen SAW-Leistungen. Durch die Oberflächenwelle ist es demnach möglich, gezielt andere Zustände innerhalb der QDM-Struktur zu besetzen.

Ähnliche Strukturen, bei denen zwei vertikal gestapelte InGaAs-Quantenpunkte in der intrinsischen Region einer n-i-p-Membran auf einen Piezoaktor übertragen wurden, konnten in [81] untersucht werden. Hierbei konnte sowohl die Abhängigkeit der Emission von dem durch die Diode erzeugten elektrischen Feld als auch Abhängigkeiten durch zusätzliche starke mechanische Verspannungen innerhalb der Quantenpunktebene betrachtet werden. Durch eingebrachte Druckkräfte (bzw. Zugkräfte) wird die Emission des kompletten Spektrums dabei zu höheren (bzw. niedrigeren) Energien verschoben. Des Weiteren zeigte sich, dass durch ein externes mechanisches Spannungsfeld die Kopplungsstärke verändert werden kann. Bei den in der hier vorliegenden Arbeit untersuchten Quantenpunktmolekül-Proben findet allerdings keine komplette Verschiebung des Gesamtspektrums statt, sondern es tauchen zusätzliche Linien auf. Dies könnte damit zusammenhängen, dass die Komponente des Spannungsfeldes in Wachstumsrichtung (z-Richtung) bei akustischen Oberflächenwellen deutlich größere Werte annimmt als es in der betrachteten Referenzquelle der Fall ist.

Diese ersten Messungen zeigen damit ein großes Potential für weitere Experimente und zukünftige Arbeiten, bei denen die kombinierte Kontrolle von Quantenpunktmolekülen mit elektrischen Feldern und akustischen Oberflächenwellen untersucht werden könnten.

8. Zusammenfassung und Ausblick

*Nichts ist getan,
wenn noch etwas zu tun übrig ist*

Carl Friedrich Gauß

In dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass es möglich ist, die Emission von Quantenpunktstrukturen gezielt mit zwei unabhängig voneinander wirkenden Mechanismen zu kontrollieren. Die bereits etablierte Methode der Steuerung des Besetzungszustandes durch ein elektrisches Feld und der damit einhergehenden Bildung bestimmter Exzitonen konnte durch eine akustische Oberflächenwelle ergänzt werden.

Dazu wurde eine spezielle Probengeometrie entwickelt, in der auf Basis eines Hybridisierungsprozesses GaAs-Heterostrukturen auf ein stark piezoelektrisches Zielsubstrat transferiert werden. Neben den hierbei auftretenden Besonderheiten wurden weitere fabrikationstechnische Aspekte diskutiert. Die Herstellung der für die Proben erforderlichen Halbleiterscheiben mittels Molekularstrahlepitaxie und der damit verbundene Wachstumsprozess zeigten, dass es möglich ist, Quantenpunkte mit einer definierten Flächendichte und einer guten optischen Qualität herzustellen. Diese optischen Eigenschaften ändern sich durch einen Transfer der Schichten auf neue Zielsubstrate nicht wesentlich.

Durch Photolumineszenz-Experimente an Quantentopf-Strukturen wurde die Dynamik der Ladungsträger innerhalb der epitaktischen Lift-off Proben unter dem Einfluss einer akustischen Oberflächenwelle betrachtet. Je nach Zeitpunkt der Anregung führt der Laserpuls dabei dazu, dass Elektronen und Löcher entweder in der Lage sind, schnell wieder zu rekombinieren oder voneinander separiert werden. Die Oberflächenwelle ist dabei in der Lage, beide Ladungsträgerarten voneinander getrennt und auch über makroskopische Distanzen bipolar zu transportieren. Hierbei stellt neben der Stärke der akustischen Welle auch die Frequenz selbiger ein wichtiges Kriterium dar. Eine Charakterisierung der zur Erzeugung der Oberflächenwelle eingesetzten interdigitalen Schallwandler zeigt, dass sich Wellen mit Frequenzen bis in den Gigahertz-Bereich bewerkstelligen lassen. Dies erlaubt im Gegensatz zu anderen Methoden eine sehr schnelle dynamische Manipulation der Emissionseigenschaften.

In weiteren Experimenten an einzelnen Quantenpunkten im Hybrid zeigte sich, dass es, bestimmt durch den Anregungszeitpunkt und damit der Phasenlage der Welle, zur Ausbildung von entweder neutralen oder geladenen Exzitonen kommt. Hierbei konnten mit Hilfe von phasenaufgelösten stroboskopischen Messungen Intensitätsmodulationen des emittierten Lichts gezeigt werden. Diese beruhen hauptsächlich auf dem die Welle begleitenden elektrischen Feld. Diese Situation ändert sich stark, wenn die Quantenpunkte in Diodenstrukturen integriert sind. Die leitfähigen Schichten als auch die Metallisierungen in der Probengeometrie führen zu einer starken Abschwächung bzw. Unterdrückung des elektrischen Feldes, wodurch die nun vorherrschende mechanische Komponente der Oberflächenwelle die Haupteffekte verursacht. Durch die mechanische Kopplung zum Quantenpunkt können somit Druck- und Zugspannungen induziert werden, welche im zeitintegrierten Experiment durch eine Aufspaltung der einzelnen exzitonischen Zustände sichtbar sind. Führt man hierbei wieder phasenaufgelöste Messungen durch, so

kann festgestellt werden, dass sich die Zustände dynamisch um ihre ungestörte Emissionsenergie sowohl zu niedrigeren als auch zu höheren Energien verschieben lassen. Die Kombination mit dem elektrischen Feld der Diode bietet daher sowohl einen statischen Einstellmechanismus über den beschränkten Stark-Effekt als auch eine dynamische Beeinflussung durch die akustische Oberflächenwelle. Während die Stärke der Oberflächenwelle und die damit einhergehende spektrale Emissionsverschiebung durch die Art des Substrates eingeschränkt ist, kann die Manipulation mit Hilfe des QCSE durch die Einführung von AlGaAs-Barrieren deutlich erhöht werden [47, 82]. Oder die Quantenpunkte könnten auch durch sogenannte Quanten-Posts mit größerem Stark-Effekt ersetzt werden [83].

Einen zusätzlichen Aspekt, den die hier präsentierte Probengeometrie bereitstellt, ist die Möglichkeit, die Resonanzfrequenzen der Schallwandler auch im Falle von starker Dämpfung zu betrachten. Hierzu kann im optischen Experiment die Quantenpunktemission in Abhängigkeit von der am Schallwandler angelegten Frequenz untersucht werden. Dies liefert dabei Aussagen, die unabhängig von speziellen Transmissionsmessungen sind.

Erste Untersuchungen an Quantenpunktmolekülen zeigen dabei ebenfalls, dass eine Oberflächenwelle einen möglichen Abstimmmechanismus liefern kann.

Auf Grundlage der unterschiedlichen Lokalisierung der Ladungsträger innerhalb von Quantenpunktmolekülen ist es möglich, Spin-Qubits zu erzeugen. Ein solches Spin-System, bestehend aus zwei Löchern, ist in Abbildung 8.1 dargestellt. Während bei diesem Singulett-Triplett-Loch-Spin Qubit der Triplett-Zustand nur in einer indirekten Konfiguration vorliegen kann, vollzieht der Singulett-Zustand ein Anti-crossing.

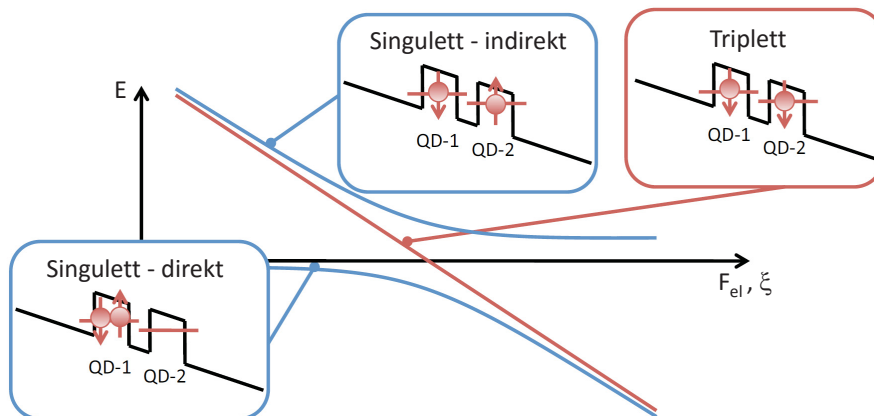


Abb. 8.1.: Energieschema der Singulett- und Triplett-Zustände der beiden Lochspins in Abhängigkeit eines externen Parameters wie z.B. dem elektrischen Feld oder dem Spannungsfeld einer SAW.

Durch die dynamische Modulation der Austauschwechselwirkung $J(F_{el}, \xi)$ mit Hilfe einer akustischen Oberflächenwelle könnten somit kohärente bedingte Operationen an den beiden Spins durchgeführt werden. Hierbei besteht zudem die Möglichkeit, die Anwendung von Landau-Zener-Stückelberg-Übergängen [84, 85] zu untersuchen, welche durch die akustische Welle induziert werden.

Auch bietet die Integration von ELO-Schichten mit Quantenpunkten in Kavitäten eine interessante Alternative zu bisher etablierten Verfahren, um Experimente innerhalb des Felds der Quantenelektrodynamik

durchzuführen. In [86] konnte auf diese Weise eine Hybridprobe hergestellt werden, die durch eine dünne QD-GaAs-Schicht und dielektrische Spiegel eine abstimmbare Fabry-Pérot-Mikrokavität mit hohem Q-Faktor und kleinem Modenvolumen bereitstellt. Dieses System arbeitet dabei im Regime schwacher Kopplung nahe am Rand zur starken Kopplung.

A. Anhang

A.1. Häufig verwendete Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung	engl. Bezeichnung
DP	Deformationspotential	
ELO	epitaktischer Lift-off	
GaAs	Galliumarsenid	
grad	Gradientenwafer	
HF / RF	Hochfrequenz / Radiofrequenz	
IDT	interdigitaler Schallwandler	interdigital transducer
InGaAs	Indiumgalliumarsenid	
LB / CB	Leitungsband	conduction band
LiNbO ₃	Lithiumniobat	
MBE	Molekularstrahlepitaxie	molecular beam epitaxy
ML	Monolage	
ni	Schichtstruktur n-dotiert / intrinsisch	
nip	Schichtstruktur n-dotiert / intrinsisch / p-dotiert	
PL	Photolumineszenz	
QCSE	beschränkter Stark-Effekt	quantum confined Stark effect
QD	Quantenpunkt	quantum dot
QDM	Quantenpunktmolekül	quantum dot molecule
QW	Quantentopf	quantum well
rot	Rotationswafer	
SAW	akustische Oberflächenwelle	surface acoustic wave
VB	Valenzband	valence band
WL	Benetzungsschicht	wetting layer
X	Exziton	

A.2. Parameter für das Wachstum der Wafer

Wafer 08-18-10.5 (gradient growth / undoped)

$$R(\text{Ga}) = 0,125 \text{ \AA/s (853 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,08 \text{ \AA/s (779 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 1,1 \text{ \AA/s (1111,9 } ^\circ\text{C)}$$

- 300 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlAs (sacrificial layer)
- 220 nm intrinsic GaAs
- Dots 3,5 ML (9,91 \AA)
- 280 nm intrinsic GaAs (capping)

Total thickness: 900 nm;

Thickness ELO layer: 500 nm

Wafer 08-18-10.1 (gradient growth / ni)

$$R(\text{Ga}) = 0,125 \text{ \AA/s (853 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,08 \text{ \AA/s (779 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 1,1 \text{ \AA/s (1112,0 } ^\circ\text{C)}$$

- 300 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlAs (sacrificial layer)
- 210 nm n^+ -GaAs ($5\text{E}+18$)
- 10 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 3,5 ML (9,91 \AA)
- 280 nm intrinsic GaAs (capping)

Total thickness: 900 nm;

Thickness ELO layer: 500 nm

Wafer 07-30-12.1 (rotated growth / ni)

$$R(\text{Ga}) = 0,025 \text{ \AA/s (792 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,019 \text{ \AA/s (725 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 1,1 \text{ \AA/s (1112,0 } ^\circ\text{C)}$$

- 300 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlAs (sacrificial layer)
- 185 nm n^+ -GaAs (5E+18)
- 35 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 4,5 ML (12,74 \AA)
- 280 nm intrinsic GaAs (capping)

Total thickness: 900 nm;

Thickness ELO layer: 500 nm

Wafer 07-30-12.3 (gradient growth / ni)

$$R(\text{Ga}) = 0,125 \text{ \AA/s (853 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,08 \text{ \AA/s (779 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 1,1 \text{ \AA/s (1112,0 } ^\circ\text{C)}$$

- 300 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlAs (sacrificial layer)
- 185 nm n^+ -GaAs (5E+18)
- 35 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 3,5 ML (9,91 \AA)
- 280 nm intrinsic GaAs (capping)

Total thickness: 900 nm;

Thickness ELO layer: 500 nm

Wafer 09-23-13.1 (rotated growth / ni)

$$R(\text{Ga}) = 0,025 \text{ \AA/s (793 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,019 \text{ \AA/s (727 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 1,6 \text{ \AA/s (1153,0 } ^\circ\text{C)}$$

- 500 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlAs (sacrificial layer)
- 190 nm n^+ -GaAs ($5\text{E}+18$)
- 10 nm n^+ -GaAs ($3\text{E}+18$)
- 35 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 4,7 ML (13,34 \AA)
- 280 nm intrinsic GaAs (capping)

Total thickness: 1115 nm;

Thickness ELO layer: 515 nm

Wafer 09-24-13.1 (rotated growth / nip)

$$R(\text{Ga}) = 0,125 \text{ \AA/s (853 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,08 \text{ \AA/s (779 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 1,1 \text{ \AA/s (1112,0 } ^\circ\text{C)}$$

- 700 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlAs (sacrificial layer)
- 190 nm p^+ -GaAs ($5\text{E}+18$)
- 10 nm p^+ -GaAs ($3\text{E}+18$)
- 35 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 4,7 ML (13,3 \AA)
- 280 nm intrinsic GaAs (barrier)
- 10 nm n^+ -GaAs ($3\text{E}+18$)
- 190 nm n^+ -GaAs ($5\text{E}+18$)

Total thickness: 1515 nm;

Thickness ELO layer: 715 nm

Wafer 08-27-12.1 (rotated growth / ni)

$$R(\text{Ga}) = 0,026 \text{ \AA/s (991 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,019 \text{ \AA/s (725 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 2,3 \text{ \AA/s (1152,9 } ^\circ\text{C)}$$

- 300 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlGaAs (sacrificial layer)
- 190 nm n^+ -GaAs ($5E+18$)
- 150 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 4,5 ML (12,74 \AA)
- 10 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 3,5 ML (9,91 \AA)
- 150 nm intrinsic GaAs (capping)

Total thickness: 900 nm;

Thickness ELO layer: 500 nm

Wafer 08-28-12.1 (rotated growth / ni)

$$R(\text{Ga}) = 0,025 \text{ \AA/s (991 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{In}) = 0,019 \text{ \AA/s (725,1 } ^\circ\text{C)}$$

$$R(\text{Al}) = 2,3 \text{ \AA/s (1153 } ^\circ\text{C)}$$

- 300 nm intrinsic GaAs (buffer)
- 100 nm AlGaAs (sacrificial layer)
- 190 nm n^+ -GaAs ($5E+18$)
- 150 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 4,5 ML (12,74 \AA)
- 10 nm intrinsic GaAs (barrier)
- Dots 3,75 ML (10,51 \AA)
- 150 nm intrinsic GaAs (capping)

Total thickness: 900 nm;

Thickness ELO layer: 500 nm

A.3. Parameter der Probenherstellung

Prozessschritt	Parameter und verwendete Mittel
Reinigung	<ul style="list-style-type: none">• Proben für 10 min in Aceton im Ultraschallbad bei 100 % (480 W)• Spülen mit Aceton und nochmals 5-10 min im Ultraschallbad bei 100 %• Spülen mit Aceton, Isopropanol und Trocknen mit N₂• Zusätzlich bei hartnäckigen Verschmutzungen 5-10 s in 10 %ige HCl Tauchen und Spülen mit Wasser (dest.)
Belacken (Elektronenstrahl)	<ul style="list-style-type: none">• Beschichten mit PMMA 150 K bei 500 U/min für 5 s gefolgt von 5000 U/min für 30 s• Ausheizen bei 190 °C für 90 s• Beschichten mit PMMA 500 K bei 500 U/min für 5 s gefolgt von 5000 U/min für 30 s
Belichten (Elektronenstrahl)	<ul style="list-style-type: none">• Aperturblende 30 µm• Beschleunigungsspannung 10 keV• Schreibfeldgröße optional
Entwickeln (PMMA)	<ul style="list-style-type: none">• 30 s in Methylisobutylketon (MIBK) und 15 s in Isopropanol als Stopprozess

Prozessschritt	Parameter und verwendete Mittel
Belacken (optisch)	<ul style="list-style-type: none"> • Beschichten mit S1813 (Positivlack) bei 500 U/min für 5 s gefolgt von 5000 U/min für 30 s • Ausheizen bei 120 °C für 120 s • Ruhephase (Rehydrierung) für 120 s
Belichten (optisch)	<ul style="list-style-type: none"> • Mask Aligner (200W) für 23 s
Entwickeln (S1813)	<ul style="list-style-type: none"> • 20 s in E351:Wasser (1:5) und 30 s in Wasser (dest.) als Stopprozess
Plasmaätzen	<ul style="list-style-type: none"> • Evakuieren auf 30 mTorr • O₂ bei einem Prozessdruck von 500 mTorr • Leistung 200 W für 10 s
Metallisieren	<ul style="list-style-type: none"> • Evakuieren auf min. $6 \cdot 10^{-6}$ mbar • Elektronenstrahlverdampfen von Au, Ti, Pd,... und thermisches Verdampfen von NiGeAu bei einer Rate von ca. 0,1 nm/s • 0,5-0,6 g NiGeAu ergeben dabei eine Schichtdicke von 130-150 nm
Lift-off (Metall)	<ul style="list-style-type: none"> • Aceton (6-8 Stunden bei Raumtemperatur) • N-Methyl-2-pyrrolidon (6-8 Stunden bei 50 °C)

Prozessschritt	Parameter und verwendete Mittel
Einlegieren (NiGeAu)	<ul style="list-style-type: none"> • Evakuieren des Diffusionsofens • Einleiten von N₂ für 30 s • Einleiten von Formiergas (Ar/H₂/N₂) für 30 s • Eindiffundieren unter Formiergas bei 500 °C für 60 s
Schattenmaske (Polystyrolkugeln)	<ul style="list-style-type: none"> • Ein Tropfen 2,5 % in Wasser gelöste Polystyrolkugeln auf 200 ml Reinstwasser • Aufbringen von einigen Tropfen der Lösung auf die Probe für 120 s • Absaugen des Tropfens und Trocknen mit N₂; Metallisieren (gekühlt) • Lift-off und Auflösen der Kugeln mit Aceton für ca. 10 min
Reaktives Ionenätzen (GaAs)	<ul style="list-style-type: none"> • BCl₃/SF₆ (12 sccm/3 sccm) • HF = 50 W und HDP0 = 200 W und $T = -5^{\circ}\text{C}$ • Ätzrate GaAs / n⁺-GaAs = $6,0 \pm 0,3 \text{ nm/s}$ • Ätzrate p⁺-GaAs = $21,2 \pm 4,5 \text{ nm/s}$ • Ätzrate AlAs = $1,5 \pm 0,2 \text{ nm/s}$
Nass-chemisches Ätzen (Mesa)	<ul style="list-style-type: none"> • H₂SO₄ (96 %) : H₂O₂ (30 %) : H₂O (dest.) im Verhältnis 1:1:10 • Ätzrate GaAs-Schichtsystem ca. 1 μm/s

Prozessschritt	Parameter und verwendete Mittel
Beschichtung mit Wachs (ELO-Prozess)	<ul style="list-style-type: none"> • Tropfenweise als Lösung: 25 g Apiezon in 100 ml Toluol • Schmelzprozess: Probe auf Heizplatte bei 120 °C • Jeweils punktuell Aufbringen des Apiezons • Gegenfalls Homogenisieren der Schicht bei 85 °C für 1 h
Probenaufhängung Apiezonfäden (ELO-Prozess)	<ul style="list-style-type: none"> • Ziehen von Apiezonfäden mit einem Durchmesser von 1-2 mm aus einer Schmelze (250 °C) mit einer Kupferspirale • Verbinden von Probe mit Apiezonfaden und diesen mit Teflonhalterung
Abtrennen des Grundsubstrates (ELO-Prozess)	<ul style="list-style-type: none"> • Probe an Halterung in 10 %ige-Flusssäure • Ätzdauer bei 2×2 mm Proben ca. 10-12 h • Mehrmaliges Spülen mit Wasser (dest.)
Schichttransfer (ELO-Prozess)	<ul style="list-style-type: none"> • Abtrennen des Apiezonfadens ca. 5 mm über der Probe und aufsetzen der Schicht auf eine Wasseroberfläche • Übertrag auf neues Zielsubstrat und Absaugen des Wassertropfens zwischen Schicht und Substrat • Trocknen bei max. 50 °C für mind. 1 h • Weiteres Trocknen bei Raumtemperatur für 5-6 h
Ablösen Wachs (ELO-Prozess)	<ul style="list-style-type: none"> • Mehrmaliges Spülen mit Toluol

Prozessschritt	Parameter und verwendete Mittel
Kontaktieren (Metall auf Substrat)	<ul style="list-style-type: none">• Kontaktieren von Strukturen mit Bonder und 25 µm-Al-Draht
Kontaktieren (ELO-Schicht)	<ul style="list-style-type: none">• Kleben mittels leitfähigem Silberepoxids von Hand• Mischen beider Kleberkomponenten im Verhältnis 1:1• Befestigen eines 100 µm-Ag-Drahts am Pin des Chiphalters mit Silberepoxid und Aushärten bei 100 °C für 15 min• Biegen des Drahts an gewünschte Position• Aufbringen eines kleinen Tropfens des Epoxids an die Kontaktstelle von Draht und Metallstruktur• Erneutes Aushärten bei 100 °C für 15 min

Literatur

- [1] S. Inaba, K. Okano, T. Izumida, A. Kaneko, H. Kawasaki, A. Yagishita, T. Kanemura, T. Ishida, N. Aoki, K. Ishimaru, K. Suguro, K. Eguchi, Y. Tsunashima, Y. Toyoshima und H. Ishiuchi. „FinFET: the prospective multi-gate device for future SoC applications“. In: *2006 European Solid-State Device Research Conference*, 49-52 (2006).
- [2] D. Hisamoto, Wen-Chin Lee, J. Kedzierski, H. Takeuchi, K. Asano, C. Kuo, E. Anderson, Tsu-Jae King, J. Bokor und Chenming Hu. „FinFET-A Self-Aligned Double-Gate MOSFET Scalable to 20 nm“. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 47, 12, 2320-2325 (2000).
- [3] P. W. Shor. „Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer“. In: *SIAM J. Comput.* 26, 5, 1484-1509 (1997).
- [4] D. Loss und D. P. DiVincenzo. „Quantum computation with quantum dots“. In: *Phys. Rev. A* 57, 120 (1998).
- [5] D. P. DiVincenzo. „The Physical Implementation of Quantum Computation“. In: *Fortschritte der Physik* 48, 9-11, 771-783 (2000).
- [6] J. B. Kinzel, D. Rudolph, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, G. Koblmüller, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Directional and Dynamic Modulation of the Optical Emission of an Individual GaAs Nanowire Using Surface Acoustic Waves“. In: *Nano Lett.* 11, 4, 1512-1517 (2011).
- [7] J. B. Kinzel. „Akusto-elektrisch getriebene Modulation der Ladungsträgerdynamik in GaAs-Nanodrähten“. Diss. Universität Augsburg, 2015.
- [8] D. A. Fuhrmann, S. M. Thon, H. Kim, D. Bouwmeester, P. M. Petroff, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Dynamic modulation of photonic crystal nanocavities using gigahertz acoustic phonons“. In: *Nature Photonics* 5, 605–609 (2011).
- [9] D. A. Fuhrmann. „High Frequency Dynamic Tuning of Photonic Crystal Nanocavities by Means of Acoustic Phonons“. Diss. Universität Augsburg, 2014.
- [10] H. Drexler, D. Leonard, W. Hansen, J. P. Kotthaus und P. M. Petroff. „Spectroscopy of Quantum Levels in Charge-Tunable InGaAs Quantum Dots“. In: *Phys. Rev. Lett.* 73, 2252-2255 (1994).
- [11] R. J. Warburton, C. Schäfflein, D. Haft, F. Bickel, A. Lorke, K. Karrai, J. M. Garcia, W. Schoenfeld und P. M. Petroff. „Optical emission from a charge-tunable quantum ring“. In: *Nature* 405, 926-929 (2000).
- [12] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard, W. Wiegmann, T. H. Wood und C. A. Burrus. „Electric field dependence of optical absorption near the band gap of quantum-well structures“. In: *Phys. Rev. B* 32, 1043-1060 (1985).
- [13] P. W. Fry, I. E. Itskevich, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, J. J. Finley, J. A. Barker, E. P. O'Reilly, L. R. Wilson, I. A. Larkin, P. A. Maksym, M. Hopkinson, M. Al-Khafaji, J. P. R. David, A. G. Cullis, G. Hill und J. C. Clark. „Inverted Electron-Hole Alignment in InAs-GaAs Self-Assembled Quantum Dots“. In: *Phys. Rev. Lett.* 84, 733-736 (2000).

- [14] F. Thuselt. *Physik der Halbleiterbauelemente - Einführendes Lehrbuch für Ingenieure und Physiker*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [15] J. S. Blakemore. „Semiconducting and other major properties of gallium arsenide“. In: *J. Appl. Phys.* 53, R123 (1982).
- [16] M. Fox. *Optical Properties of Solids*. Second Edition. Oxford Master Series in Condensed Matter Physics. Oxford University Press Inc., New York, 2010.
- [17] A. Rivera, G. Garcia, J. Olivares, M. L. Crespillo und F. Agulló-López. „Elastic (stress–strain) halo associated with ion-induced nano-tracks in lithium niobate: role of crystal anisotropy“. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44, 47 (2011).
- [18] A. M. Prokhorov und Yu. S. Kuz'minov. *Physics and Chemistry of Crystalline Lithium Niobate*. Taylor & Francis Ltd., 1990.
- [19] G. W. Farnell. *Elastic surface waves*. Hrsg. von H. Matthews. Surface Wave Filters: Design, Construction, and Use. John Wiley & Sons Inc, 1977.
- [20] B. A. Auld. *Acoustic Fields and Waves in Solids*. John Wiley & Sons, New York, 1973.
- [21] H. S. Lim, J. D. Huang, V. L. Zhang, M. H. Kuok und S. C. Ng. „Evaluation of acoustic physical constants of LiNbO₃ at hypersonic frequencies“. In: *J. Appl. Phys.* 93, 12, 9703-9708 (2003).
- [22] J. W. Strutt (Lord Rayleigh). „On Waves Propagated along the Plane Surface of an Elastic Solid“. In: *Proc. London Math. Soc.* 17, 4-11 (1885).
- [23] F. Alsina, P. V. Santos, H.-P. Schönherr, W. Seidel, K. H. Ploog und R. Nötzel. „Surface-acoustic-wave-induced carrier transport in quantum wires“. In: *Phys. Rev. B* 66, 165330 (2002).
- [24] S. Völck, F. J. R. Schüle, F. Knall, D. Reuter, A. D. Wieck, T. A. Truong, H. Kim, P. M. Petroff, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Enhanced Sequential Carrier Capture into Individual Quantum Dots and Quantum Posts Controlled by Surface Acoustic Waves“. In: *Nano Lett.*, 10, 3399–3407 (2010).
- [25] F. J. R. Schüle. „Dynamische Kontrolle optisch aktiver Halbleiter-Quantenpunkte mittels akustischer Oberflächenwellen“. Diss. Universität Augsburg, 2014.
- [26] S. Datta. *Surface Acoustic Wave Devices*. Prentice-Hall, 1986.
- [27] M. Rotter. „Wechselwirkungen zwischen Oberflächenwellen und zweidimensionalen Elektronensystemen in LiNbO₃/GaAs-Schichtstrukturen“. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 1999.
- [28] R. M. White und F. W. Voltmer. „DIRECT PIEZOELECTRIC COUPLING TO SURFACE ELASTIC WAVES“. In: *Appl. Phys. Lett.* 7, 12, 314-316 (1965).
- [29] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse und G. Le Roux. „Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices“. In: *Appl. Phys. Lett.* 47, 10, 1099-1101 (1985).
- [30] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars und P. M. Petroff. „Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces“. In: *Appl. Phys. Lett.* 63, 23, 3203-3205 (1993).
- [31] O. Gywat, H. J. Krenner und J. Berezovsky. *Spins in Optically Active Quantum Dots. Concepts and Methods*. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim, 2010.

-
- [32] K. M. Müller. „Optical Control of Quantum States in Artificial Atoms and Molecules“. Diss. Technische Universität München, 2013.
 - [33] H. J. Krenner. „Coherent quantum coupling of excitons in single quantum dots and quantum dot molecules“. Diss. Technische Universität München, 2006.
 - [34] J. H. Davies. *The Physics of Low-Dimensional Semiconductors*. Cambridge University Press, 2000.
 - [35] T. Fließbach. *Quantenmechanik - Lehrbuch zur Theoretischen Physik III*. Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg, 2008.
 - [36] M. Baier, F. Findeis, A. Zrenner, M. Bichler und G. Abstreiter. „Optical spectroscopy of charged excitons in single quantum dot photodiodes“. In: *Phys. Rev B* 64, 195326 (2001).
 - [37] F. Findeis, M. Baier, A. Zrenner, M. Bichler, G. Abstreiter, U. Hohenester und E. Molinari. „Optical excitations of a self-assembled artificial ion“. In: *Phys. Rev. B*, 63, 121309(R) (2001).
 - [38] J. J. Finley, P. W. Fry, A. D. Ashmore, A. Lemaître, A. I. Tartakovskii, R. Oulton, D. J. Mowbray, M. S. Skolnick, M. Hopkinson, P. D. Buckle und P.A. Maksym. „Observation of multicharged excitons and biexcitons in a single InGaAs quantum dot“. In: *Phys. Rev. B* 63, 161305(R) (2001).
 - [39] M. E. Ware, E. A. Stinaff, D. Gammon, M. F. Doty, A. S. Bracker, D. Gershoni, V. L. Korenev, Ş. C. Bădescu, Y. Lyanda-Geller und T. L. Reinecke. „Polarized Fine Structure in the Photoluminescence Excitation Spectrum of a Negatively Charged Quantum Dot“. In: *Phys. Rev. Lett.* 95, 177403 (2005).
 - [40] E. Poem, J. Shemesh, I. Marderfeld, D. Galushko, N. Akopian, D. Gershoni, B. D. Gerardot, A. Badolato und P. M. Petroff. „Polarization sensitive spectroscopy of charged quantum dots“. In: *Phys. Rev. B* 76, 235304 (2007).
 - [41] K. Müller, A. Bechtold, C. Ruppert, T. Kaldewey, M. Zecherle, J. S. Wildmann, M. Bichler, H. J. Krenner, J. M. Villas-Bôas, G. Abstreiter, M. Betz und J. J. Finley. „Probing ultrafast carrier tunneling dynamics in individual quantum dots and molecules“. In: *Ann. Phys.* 525, 49-58 (2013).
 - [42] M. Bayer, G. Ortner, O. Stern, A. Kuther, A. A. Gorbunov, A. Forchel, P. Hawrylak, S. Fafard, K. Hinzer, T. L. Reinecke, S. N. Walck, J. P. Reithmaier, F. Klopff und F. Schäfer. „Fine structure of neutral and charged excitons in self-assembled In(Ga)As/(Al)GaAs quantum dots“. In: *Phys. Rev. B* 65, 195315 (2002).
 - [43] S. Seidl, M. Kroner, A. Högele, K. Karrai, R. J. Warburton, A. Badolato und P. M. Petroff. „Effect of uniaxial stress on excitons in a self-assembled quantum dot“. In: *Appl. Phys. Lett.* 88, 203113 (2006).
 - [44] F. Ding, R. Singh, J. D. Plumhof, T. Zander, V. Křápek, Y. H. Chen, M. Benyoucef, V. Zwiller, K. Dörr, G. Bester, A. Rastelli und O. G. Schmidt. „Tuning the exciton binding energies in single self-assembled InGaAs/GaAs quantum dots by piezoelectric-induced biaxial stress“. In: *Phys. Rev. Lett.* 104, 067405 (2010).
 - [45] J. R. Gell, M. B. Ward, R. J. Young, R. M. Stevenson, P. Atkinson, D. Anderson, G. A. C. Jones, D. A. Ritchie und A. J. Shields. „Modulation of single quantum dot energy levels by a surface-acoustic-wave“. In: *Appl. Phys. Lett.* 93, 081115 (2008).
 - [46] C. Brüggemann, A. V. Akimov, A. V. Scherbakov, M. Bombeck, C. Schneider, S. Höfling, A. Forchel, D. R. Yakovlev und M. Bayer. „c“. In: *Nat. Photonics* 6, 30-34 (2012).

- [47] R. Trotta, P. Atkinson, J. D. Plumhof, E. Zallo, R. O. Rezaev, S. Kumar, S. Baunack, J. R. Schröter, A. Rastelli und O. G. Schmidt. „Nanomembrane Quantum-Light-Emitting Diodes Integrated onto Piezoelectric Actuators“. In: *Adv. Mater.* 24, 20, 2668-2672 (2012).
- [48] M. Weiß, J. B. Kinzel, F. J. R. Schüle, M. Heigl, D. Rudolph, S. Morkötter, M. Döböinger, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, G. Koblmüller, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Dynamic Acoustic Control of Individual Optically Active Quantum Dot-like Emission Centers in Heterostructure Nanowires“. In: *Nano Lett.* 14, 2256-2264 (2014).
- [49] M. Ediger, G. Bester, A. Badolato, P. M. Petroff, K. Karrai, A. Zunger und R. J. Warburton. „Peculiar many-body effects revealed in the spectroscopy of highly charged quantum dots“. In: *Nature Physics* 3, 774-779 (2007).
- [50] K. D. Jöns, R. Haferbrak, R. Singh, F. Ding, J. D. Plumhof, A. Rastelli, O. G. Schmidt, G. Bester und P. Michler. „Dependence of the Redshifted and Blueshifted Photoluminescence Spectra of Single $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ Quantum Dots on the Applied Uniaxial Stress“. In: *Phys. Rev. Lett.* 107, 217402 (2011).
- [51] A. Rastelli, F. Ding, J. D. Plumhof, S. Kumar, R. Trotta, Ch. Deneke, A. Malachias, P. Atkinson, E. Zallo, T. Zander, A. Herklotz, R. Singh, V. Křápek, J. R. Schröter, S. Kiravittaya, M. Benyoucef, R. Haferbrak, K. D. Jöns, D. J. Thurmer, D. Grimm, G. Bester, K. Dörr, P. Michler und O. G. Schmidt. „Controlling quantum dot emission by integration of semiconductor nanomembranes onto piezoelectric actuators“. In: *Phys. Status Solidi B* 249, 4, 687–696 (2012).
- [52] E. Yablonovitch, T. Gmitter, J. P. Harbison und R. Bhat. „Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial GaAs films“. In: *Appl. Phys. Lett.* 51, 2222 (1987).
- [53] C. Deneke. „Aufgerollte Nanoröhren auf III-V-Halbleiterbasis“. Diss. Universität Stuttgart, 2005.
- [54] E. Yablonovitch, D. M. Hwang, T. J. Gmitter, L. T. Florez und J. P. Harbison. „Van der Waals bonding of GaAs epitaxial liftoff films onto arbitrary substrates“. In: *Appl. Phys. Lett.* 56, 2419 (1990).
- [55] P. Demeester, I. Pollentier, P. De Dobbelaere, C. Brys und P. Van Daele. „Epitaxial lift-off and its applications“. In: *Semicond. Sci. Technol.* 8, 1124-1135 8 (1993), S. 1124–1135.
- [56] E. Yablonovitch, T. Sands, D. M. Hwang, I. Schitzer, T. J. Gmitter, S. K. Shastri, D. S. Hill und J. C. C. Fan. „Van der Waals bonding of GaAs on Pd leads to a permanent, solid-phase-topotaxial, metallurgical bond“. In: *Appl. Phys. Lett.* 59, 24, 3159-3161 (1991).
- [57] M. M. A.J. Voncken, J. J. Schermer, G. J. Bauhuis, A. T. J. van Niftrik und P. K. Larsen. „Strain-accelerated HF etching of AlAs for epitaxial lift-off“. In: *J. Phys.: Condens. Matter* 16, 3585–3596 (2004).
- [58] J. Maeda, Y. Sasaki, N. Dietz, K. Shibahara, S. Yokoyama, S. Miyazaki und M. Hirose. „High-Rate GaAs Epitaxial Lift-Off Technique for Optoelectronic Integrated Circuits“. In: *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, 1/3B, 1554-1557 (1997).
- [59] J. Singh. *Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures*. Cambridge University Press, New York, 2003.
- [60] P. F. Bordui, D. H. Jundt, E. M. Standifer, R. G. Norwood, R. L. Sawin und J. D. Galipeau. „Chemically reduced lithium niobate single crystals: Processing, properties and improved surface acoustic wave device fabrication and performance“. In: *J. Appl. Phys.* 85, 7, 3766-3769 (1999).

-
- [61] H. Jansen, H. Gardeniers, M. de Boer, M. Elwenspoek und J. Fluitman. „A survey on the reactive ion etching of silicon in microtechnology“. In: *J. Micromech. Microeng.* 6, 14-28 (1996).
 - [62] M. Rotter, C. Rocke, S. Böhm, A. Lorke, A. Wixforth, W. Ruile und L. Korte. „Single-chip fused hybrids for acousto-electric and acousto-optic applications“. In: *Appl. Phys. Lett.* 70, 2097-2099 (1997).
 - [63] M. Rotter, A. V. Kalameitsev, A. O. Govorov, W. Ruile und A. Wixforth. „Charge Conveyance and Nonlinear Acoustoelectric Phenomena for Intense Surface Acoustic Waves on a Semiconductor Quantum Well“. In: *Phys. Rev. Lett.* 82, 2171-2174 (1999).
 - [64] S. Böhm. „Der epitaktische Lift-off als Methode, elektrische- und optisch Eigenschaften in III-V-Halbleiter-Strukturen zu beeinflussen“. Diss. Ludwig-Maximilians-Universität München, 2002.
 - [65] S. Völkl, F. Knall, F. J. R. Schüle, T. A. Truong, H. Kim, P. M. Petroff, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Direct observation of dynamic surface acoustic wave controlled carrier injection into single quantum posts using phase-resolved optical spectroscopy“. In: *Appl. Phys. Lett.* 98, 023109 (2011).
 - [66] F. Findeis, M. Baier, E. Beham, A. Zrenner und G. Abstreiter. „Photocurrent and photoluminescence of a single self-assembled quantum dot in electric fields“. In: *Appl. Phys. Lett.* 78, 19, 2958-2960 (2001).
 - [67] A. Zrenner, F. Findeis, M. Baier, M. Bichler, G. Abstreiter, U. Hohenester und E. Molinari. „Optically detected single-electron charging in a quantum dot“. In: *Physica E* 13, 2-4, 95-100 (2002).
 - [68] H. J. Krenner, S. Stufli, M. Sabathil, E. C. Clark, P. Ester, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley und A. Zrenner. „Recent advances in exciton-based quantum information processing in quantum dot nanostructures“. In: *New J. Phys.* 7, 184 (2005).
 - [69] F. J. R. Schüle, J. Pustowski, K. Müller, M. Bichler, G. Koblmüller, J. J. Finley, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Surface acoustic wave controlled charge dynamics in a thin InGaAs quantum well“. In: *JETP Lett.* 95, 575-580 (2012).
 - [70] C. Rocke, S. Zimmermann, A. Wixforth, J. P. Kotthaus, G. Böhm und G. Weimann. „Acoustically Driven Storage of Light in a Quantum Well“. In: *Phys. Rev. Lett.* 78, 4099-4102 (1997).
 - [71] C. Wiele, F. Haake, C. Rocke und A. Wixforth. „Photon trains and lasing: The periodically pumped quantum dot“. In: *Phys. Rev. A* 58, 4, R2680 (1998).
 - [72] A. García-Cristóbal, A. Cantarero, F. Alsina und P. V. Santos. „Spatiotemporal carrier dynamics in quantum wells under surface acoustic waves“. In: *Phys. Rev. B* 69, 205301 (2004).
 - [73] F. J. R. Schüle, K. Müller, M. Bichler, G. Koblmüller, J. J. Finley, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Acoustically regulated carrier injection into a single optically active quantum dot“. In: *Phys. Rev. B* 88, 085307 (2013).
 - [74] M. Weiß, F. J. R. Schüle, J. B. Kinzel, M. Heigl, D. Rudolph, M. Bichler, G. Abstreiter, J. J. Finley, A. Wixforth, G. Koblmüller und H. J. Krenner. „Radio frequency occupancy state control of a single nanowire quantum dot“. In: *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47, 39, 394011 (2014).
 - [75] S. Sze und K. Ng. *Physics of Semiconductor Devices*. 3rd Edition. Wiley-Interscience, 2006.
 - [76] M. Weiß, S. Kapfinger, T. Reichert, J. J. Finley, A. Wixforth, M. Kaniber und H. J. Krenner. „Surface acoustic wave regulated single photon emission from a coupled quantum dot-nanocavity system“. In: *Appl. Phys. Lett.* 109, 033105 (2016).

- [77] J. Pustowski, K. Müller, M. Bichler, G. Koblmüller, J. J. Finley, A. Wixforth und H. J. Krenner. „Independent dynamic acousto-mechanical and electrostatic control of individual quantum dots in a LiNbO₃-GaAs hybrid“. In: *Appl. Phys. Lett.* 106, 013107 106.013107 (2015).
- [78] P. V. Santos, F. Alsina, J. A. H. Stotz, R. Hey, S. Eshlaghi und A. D. Wieck. „Band mixing and ambipolar transport by surface acoustic waves in GaAs quantum wells“. In: *Phys. Rev. B* 69, 155318 (2004).
- [79] F. H. Pollak und M. Cardona. „Piezo-Electroreflectance in Ge, GaAs and Si“. In: *Phys. Rev.* 172, 816-837 (1968).
- [80] H. J. Krenner, M. Sabathil, E. C. Clark, A. Kress, D. Schuh, M. Bichler, G. Abstreiter und J. J. Finley. „Direct Observation of Controlled Coupling in an Individual Quantum Dot Molecule“. In: *Phys. Rev. Lett.* 94, 057402 (2005).
- [81] E. Zallo, R. Trotta, V. Křápek, Y. H. Huo, P. Atkinson, F. Ding, T. Sikola, A. Rastelli und O. G. Schmidt. „Strain-induced active tuning of the coherent tunneling in quantum dot molecules“. In: *Phys. Rev. B.* 89, 241303 (2014).
- [82] A. J. Bennett, R. B. Patel, J. Skiba-Szymanska, C. A. Nicoll, I. Farrer, D. A. Ritchie und A. J. Shields. „Giant Stark effect in the emission of single semiconductor quantum dots“. In: *Appl. Phys. Lett.* 97, 3, 031104 (2010).
- [83] H. J. Krenner, C. Pryor, J. He, J. P. Zhang, Y. Wu, C. M. Morris, M. S. Sherwin und P. M. Petroff. „Growth and optical properties of self-assembled InGaAs quantum posts“. In: *Physica E* 40, 1785-1789 (2008).
- [84] K. Saito, M. Wubs, S. Kohler, Y. Kayanuma und P. Hänggi. „Dissipative Landau-Zener transitions of a qubit: Bath-specific and universal behavior“. In: *Phys. Rev. B* 75, 214308 (2007).
- [85] R. Blattmann, H. J. Krenner, S. Kohler und P. Hänggi. „Entanglement creation in a quantum-dot-nanocavity system by Fourier-synthesized acoustic pulses“. In: *Phys. Rev. A* 89, 012327 (2014).
- [86] L. Greuter, D. Najer, A. V. Kuhlmann, S. R. Valentin, A. Ludwig, A. D. Wieck, S. Starosielec und R. Warburton. „Epitaxial lift-off for solid-state cavity quantum electrodynamics“. In: *J. Appl. Phys.* 118, 075705 (2015).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit ergreifen, mich bei allen zu bedanken, die zum Entstehen dieser Dissertation beigetragen und die mir eine unvergessliche Zeit am Lehrstuhl beschert haben.

- Mein besonderer Dank gilt meinem Doktorvater Prof. Dr. Hubert Krenner, welcher mir bereits zuvor die Gelegenheit gab meine Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen. Vor allem möchte ich mich hier für die unermüdliche Unterstützung, die vielen konstruktiven Diskussionen und ein sehr angenehmes Arbeitsklima während meiner Zeit als Doktorand bedanken.
Danke Hubert!
- Prof. Dr. Manfred Albrecht danke ich für den Zeit- und Arbeitsaufwand den die Erstellung eines Zweitgutachtens mit sich bringt.
- Prof. Dr. Achim Wixforth möchte ich zum einen dafür danken, dass ich die Möglichkeit hatte meine Arbeiten an seinem Lehrstuhl durchzuführen und zum anderen für die lange und tolle Zeit in der ich als Übungsgruppenleiter zu den von ihm gehaltenen Vorlesungen Experimentalphysik 1 und 2 tätig sein durfte. An dieser Stelle gilt mein Dank auch Dr. Andreas Hörner, welcher stets für einen reibungslosen Betrieb der Übungen gesorgt hat.
- Dr. Florian Schüle, Dr. Jörg Kinzel, Dr. Marcin Malecha, Dr. Johannes Zimmer, Moritz Mangold, Stephan Kapfinger, Matthias Weiß und allen Mitgliedern der Optik-Crew danke ich für zahlreiche Diskussionen, Hilfestellungen, Bastelarbeiten zum Versuchsaufbau und Problembehebungen bei der Probenherstellung.
- Für die Kooperation innerhalb des Projekts und die damit verbundene Bereitstellung und Herstellung von Probenmaterial schicke ich ein herzliches Dankeschön ans Walter Schottky Institut in Garching. Besonderer Dank gilt hierbei neben Prof. Dr. Jonathan Finley meinem geschätzten Kollegen Dr. Kai Müller.
- Danke auch an das nicht wissenschaftliche Personal des Lehrstuhls. Ohne Andreas Spörhase, Alexander Hupfer, Sidonie Lieber, Olga Ustinov und Funda Cevik wäre ein Arbeiten dort kaum vorstellbar.
- Natürlich danke ich meinen Bürokollegen und auch allen anderen hier nicht namentlich genannten Personen des Lehrstuhls EPI für die vielen schönen Stunden, die wir zusammen verbringen durften.
- Für die Finanzierung meines Projektes im Rahmen des Sonderforschungsbereichs 631 danke ich der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Mein größter Dank gilt natürlich meiner Familie, die mich stets in allen Lebenslagen unterstützt hat! Meiner Frau Carmen, meinen Eltern Margot und Hermann sowie meinem Bruder Ralf hier ein besonderes Dankeschön.

